

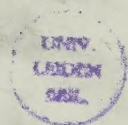
Messung und Analyse kurzfristiger Intensitätsvariationen der Sonne

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
CHRISTOPH WINKLER
aus Berlin

Bochum 1983
1984



Messung und Analyse kurzfristiger Intensitätsvariationen der Sonne

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

CHRISTOPH WINKLER
aus Berlin

Bochum 1983



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546407_0014

Dissertation eingereicht am 6. Dezember 1983
Tag der mündlichen Prüfung 25. Januar 1984
Referent.....Prof.Dr.Th.Schmidt-Kaler.....
Korreferent..Prof.Dr.B.Kronast.....

Inhalt

Seite

Zusammenfassung

1.	Einleitung	1
2.	Der Aufbau der Meßapparatur und ihre Eigenschaften	19
3.	Die Messungen	30
4.	Die Reduktion der Meßwerte	43
4.1.	Messungen der Sonnenintensität	43
4.1.1.	Datensicherung	43
4.1.2.	Die Extinktion der Erdatmosphäre	43
4.1.3.	Die Bestimmung der relativen zeitlichen Intensitätsvariationen	54
4.2.	Messungen des Luftdrucks	57
4.2.1.	Digitalisierung	58
4.2.2.	Entzerrung der digitalisierten Meßkurve	59
4.2.3.	Kalibration	60
4.2.4.	Die Temperaturabhängigkeit der Luftdruckmessung	61
4.2.5.	Fehler der Luftdruckmessung	64
4.2.6.	Die Zeitserien der relativen Druckvariationen	65
4.3.	Vergleich der Sonnenintensitätsmessungen mit den Messungen des Luftdrucks	67
4.4.	Frequenzanalyse	71
4.4.1.	Die diskrete Fouriertransformation	71
4.4.2.	Signifikanz relativer Maxima im Leistungsspektrum	78
5.	Ergebnisse	80
5.1.	Leistungsspektren im Bereich $0 \text{ MHz} \leq \nu \leq \nu_{Ny}$	81

	Seite
5.2. Leistungsspektren im Bereich $1 \text{ mHz} \leq \nu \leq 6 \text{ mHz}$	88
5.2.1. Leistungsspektren der Luftdruck- variationen	88
5.2.2. Leistungsspektren der Sonnenintensitäts- variationen	90
5.2.3. Identifikation signifikanter Maxima	95
6. Interpretation der Ergebnisse	102
6.1. Überblick über die theoretische Deutung der Sonnenschwingungen	102
6.1.1. Schwingungsformen der Sonne	104
6.1.2. Das Resonatormodell	111
6.2. Vergleich der Ergebnisse mit anderen Autoren	119
6.2.1. Frequenzen	119
6.2.2. Amplituden	125
6.3. Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Modellen	131
6.3.1. Frequenzen	131
6.3.2. Amplituden und Anregungsmechanismen	134
7. Literatur	138

Zusammenfassung

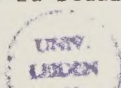
Die Messung von Eigenschwingungen der Sonne ist eine fundamentale Methode, das Innere eines Sterns experimentell zu erforschen.

1. In der vorliegenden Arbeit wird ein neuartiger experimenteller Aufbau vorgestellt, um diese Schwingungen als Variation der Strahlungsintensität zu messen (Kapitel 1.). Aufgrund ihrer Eigenschaft, systematische Fehler signifikant zu reduzieren, ist diese Methode geeignet, sehr geringe Fluktuationen der Sonnenintensität nachzuweisen (Kap. 2.).

Das photometrische Detektorsystem zeigt bei hohen Zählraten über mehrere Stunden eine sehr hohe Stabilität, der Fehler des einzelnen Messwertes ist allein durch den statistischen Fehler bestimmt. Mit einer Zählrate von $2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ beträgt der mittlere Fehler in der Amplitudenbestimmung bei 6.4 Stunden Messdauer $\sigma = 4 \cdot 10^{-6}$ pro unabhängiges Frequenzintervall (43.6 μHz). Systematische Fehler können auf Zeitskalen $\tau < 21$ Minuten nicht festgestellt werden (Kap. 2., 5.1. und Abb.2-5, 5-5).

2. Die Sonnenmessungen wurden 1981 (Dez.7, 11-17), 1982 (Dez. 31) und 1983 (Jan. 3-8, 10, 11) auf dem Gelände der Europäischen Südsternwarte (E.S.O.) in La Silla/Chile durchgeführt.

Das Licht der gesamten Sonnenscheibe wurde kontinuierlich in den breitbandigen Spektralbereichen B ($\lambda = 446 \text{ nm}$, Halbwertsbreite $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$) und V ($\lambda = 549 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 84 \text{ nm}$), sowie in einem schmalbandigen Bereich um die Absorptionslinie H β ($\lambda = 486.1 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 3.7 \text{ nm}$) registriert. Die Zählraten pro Sekunde betrugen im Mittel $2.7 \cdot 10^6$ (B), $3.1 \cdot 10^5$ (V), $1.3 \cdot 10^5$ (H β , 1981) und $1.8 \cdot 10^6$ (H β , 1983) bei einer Integrationszeit von 10 Sekunden. Die Gesamtlänge der analysierten Zeitserie beträgt 30^{h} (B), 37^{h} (V), 13^{h} (H β , 1981) und 18^{h} (H β , 1983) (Kap. 3., 5.1.). Während der zweiten Periode (1982/1983) wurden simultane Luftdruckmessungen mit einem Mikrobarographen registriert, um den Beitrag der Variationen des Luftdrucks auf das Intensitätssignal zu studieren (Kap.3 und 4.2.).



An fast allen Tagen wird nachmittags ein systematischer Anstieg der Extinktion um $\overline{\Delta k} = 0.029$ festgestellt, welcher auf einen erhöhten Dunstanteil in der Erdatmosphäre zurückgeführt werden kann (Kap. 4.1.2.). Zur Beseitigung großräumiger Trends (Extinktion) wurden die Zeitserien der Sonnenintensität und die des Luftdrucks über Zeitintervalle von 21 Minuten Länge gleitend mit parabolischen Gewichten gemittelt. Nach einer Apodisierung des kastenförmigen Datenfensters wurden die Perioden durch die diskrete Fouriertransformation bestimmt (Kap. 4.4.).

Die Leistungsspektren der Intensitätsmessungen besitzen diskrete, hochsignifikante Maxima ($>99.9\%$) im Bereich zwischen 3 mHz und 3.7 mHz (Perioden von 4.5 bis 5.6 Minuten); die mittleren Amplituden sind $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = (4.8 \pm 1.1) 10^{-5}$ in B und $(1.2 \pm 0.3) 10^{-4}$ in HB. Die in B gefundene Struktur ist in V, allerdings mit geringerer Signifikanz wiederzufinden. Dies ist der erste deutliche Nachweis periodischer Intensitätsfluktuationen, welcher mit erdgebundenen photometrischen Messungen erzielt werden konnte (Abb. 5-8 bis 5-11). Im Bereich $\nu < 2.5$ mHz (Perioden > 6.7 Minuten) zeigt sich ein globaler Einfluß der Luftdruckvariationen auf die Intensitätsmessungen. In diesem langperiodischen Bereich steigen Signal und Rauschen stark an; eine sichere Identifikation einzelner Maxima im Leistungsspektrum ist daher nicht möglich. Der solare Ursprung der relativen Intensitätsfluktuationen erscheint gesichert, falls in dem Leistungsspektrum der gesamten Beobachtungsdauer eines Spektralbereichs das 99.9%-Niveau überschritten und an mindestens 2 Tagen das 99%-Niveau erreicht wird, und ferner kein begleitendes signifikantes Maximum der Luftdruckvariation festgestellt wird (Kap. 5.2.3.).

Die Frequenzwerte stimmen im Rahmen des Fehlers mit den Resultaten anderer Autoren (Variationen der Radialgeschwindigkeit und der bolometrischen Intensität) überein, jedoch ist der mittlere Fehler aufgrund der wesentlich kürzeren Meßdauer größer und beträgt $\sigma = \pm 4.7 \mu\text{Hz}$ (B), $\pm 10.6 \mu\text{Hz}$ (HB, 1981) und $\pm 7.8 \mu\text{Hz}$ (HB, 1983) (Abb. 6-3).

Eine leichte Verschiebung der Frequenzen gegenüber den Resultaten aus Radialgeschwindigkeitsmessungen zu niedrigeren Werten scheint angedeutet zu sein. Dies kann durch den unterschiedlichen Beitrag der Moden mit $l > 1$ aus verschiedenen Gebieten der Sonne zum Gesamtsignal bei Radialgeschwindigkeits- und Intensitätsmessungen begründet werden (Kap. 6.2.1.).

Die Amplituden variieren auf Zeitskalen $\tau \approx 30^h$ um einen Faktor 3 in Übereinstimmung mit Resultaten anderer Autoren. Aus der Intensitätsfluktuation in H β folgt eine Variation der Äquivalentbreite der Linie von $\Delta W_\lambda / W_\lambda = 1.8 \cdot 10^{-3}$, was einer Temperaturvariation um 2K entspricht. Dieses Ergebnis steht in Einklang mit Resultaten an Linien aus höheren Bereichen der Photosphäre (Kap. 6.2.2.).

4. Ein Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Sonnenmodellen zeigt, daß die Intensitätsfluktuationen im Frequenzbereich der akustischen Eigenschwingungsmoden (p-Moden) der Sonne mit radialer Knotenzahl $n \approx 25$ und sphärischer Ordnung $l \leq 3$ liegen. Die von der Theorie geforderte modale Struktur in Form von äquidistanten Frequenzwerten kann bestätigt werden. Im Mittel beträgt der Frequenzabstand der relativen Maxima $\nu(n+1,1) - \nu(n,1) = (125 \pm 10) \mu\text{Hz}$. Vorliegende Modellrechnungen der linearen, adiabatischen, radialen und nichtradialen Oszillationen zeigen, daß die Ergebnisse im Verein mit den Resultaten anderer Autoren durch die Eigenfrequenzen eines Standardsonnenmodells mit einer dicken Wasserstoffkonvektionszone ($2.1 \cdot 10^5$ km) beschrieben werden können. Sonnenmodelle mit geringer Häufigkeit an Helium und schweren Elementen und mit geringem Neutrinofluß sind inkompatibel mit den Messungen (Kap. 6.3., Abb. 6-3).

1. Einleitung

Konventionelle Beobachtungsmethoden der Astronomie, nämlich die Photometrie und Spektroskopie, führen zu einer Bestimmung der physikalischen Parameter eines Sterns wie Masse, Radius, Leuchtkraft, effektive Temperatur und chemische Zusammensetzung der Atmosphäre. Da die elektromagnetische Strahlung als Träger dieser Information der Sternoberfläche entstammt, kann das Studium der inneren Struktur nur durch theoretische Modelle erfolgen.

Der innere Aufbau eines Sterns wird durch ein System von vier Grundgleichungen beschrieben: die Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie sowie die Form des Energietransportes. Sie bilden ein Differentialgleichungssystem für die Masse $M(r)$, den Druck $P(r)$, die Leuchtkraft $L(r)$ und die Temperatur $T(r)$. Hinzu kommen die Zustandsgleichungen der Materie für den Druck, die Energieerzeugungsrate ϵ und den Absorptionskoeffizienten κ als Funktionen der Temperatur, der Dichte ρ und der chemischen Zusammensetzung μ . Das Problem wird vollständig durch die Randbedingungen bestimmt: im Zentrum des Sterns ($r = 0$) muß gelten: $M(r) = 0$, $L(r) = 0$, hingegen gilt am Rand ($r = R$): $M(R) = M$ und $T(R) = 0$ oder T_{eff} . Es handelt sich um ein typisches Randwertproblem, welches mit vorgegebener Masse und chemischer Zusammensetzung eindeutig lösbar ist (Theorem von Vogt und Russell). Die Ergebnisse dieser Modellvorstellungen über den inneren Sternaufbau werden mit den Beobachtungen der Sternoberfläche in der Regel durch Anpassung verschiedener Modellparameter wie zum Beispiel die Häufigkeit des Heliums, die Zentraltemperatur oder die Dicke der Wasserstoffkonvektionszone in Einklang gebracht.

Experimentelle Methoden zur Erforschung der inneren Struktur eines Sterns sind daher von fundamentaler Bedeutung. Die Sonne ist aufgrund ihrer Nähe und der damit verbundenen hohen Photonennrate und räumlichen Auflösung der Oberfläche ein ideales Testobjekt.

Wie kann man die innere Struktur der Sonne experimentell erforschen?

Direkte Beobachtungen des inneren Aufbaus der Sonne, als Vertreter eines typischen Hauptreihensterns, können heute aufgrund der Entwicklung hochempfindlicher Nachweismethoden auf zwei verschiedene Weisen gewonnen werden.

I. Solare Neutrinos

Die erste Methode untersucht die bei thermonuklearen Prozessen freiwerdenden Neutrinos. Die Energieerzeugung erfolgt im Sonneninneren im Wesentlichen durch die Umwandlung von Wasserstoff- zu Heliumkernen über den Proton-Proton Zyklus ($4 \text{ H}^1 \rightarrow \text{He}^4 + 2\text{e}^+ + 2\nu_e + 2\gamma + 26.21 \text{ MeV}$). Ein Zweig dieser Reaktionskette, nämlich $\text{B}^8 \rightarrow \text{Be}^8 + \text{e}^+ + \nu_e$, produziert Neutrinos mit Energien bis 14 MeV (Lang 1974). Aufgrund ihrer sehr großen mittleren freien Weglänge sind die Neutrinos in der Lage, das Sonneninnere praktisch ungehindert zu verlassen. Sie können auf der Erde mit der Reaktion $\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{e}^- + \text{Ar}^{37} - 0.814 \text{ MeV}$ nachgewiesen werden. Das mit dieser Nachweisreaktion arbeitende solare Neutrinoexperiment von Davis und Mitarbeitern liefert $(2.2 \pm 0.4) 10^{-36}$ Neutrinoabsorptionen pro Targetatom und Sekunde (Davis 1978), ein Wert, welcher etwa um einen Faktor 4 kleiner als das Ergebnis theoretischer Voraussagen ist (Bahcall 1981).

Die Lösung dieses Problems der solaren Neutrinos wird seit langem ausführlich in der Literatur diskutiert (vgl. Davis und Evans 1978, Bahcall 1981, Roxburgh 1981a, 1981b). Eine befriedigende Erklärung der Diskrepanz konnte bis heute nicht gefunden werden.

Eine zweite unabhängige Bestimmung des Zustandes des Sonneninneren ist deshalb von größtem Interesse.

II. "Sonnen - Seismologie"

Diese zweite fundamentale Methode beschäftigt sich mit der Messung und Interpretation von Schwingungen der Sonne. In den letzten Jahren konnte man zeigen, daß die Sonne als elastischer Gasball radiale und nichtradiale Schwingungen mit sehr geringen Amplituden ausführt.

Die Schwingungsformen der Sonne und die charakteristischen Eigenschaften der radialen und nicht - radialen Oszillationen werden in 6.1.1. und 6.1.2. näher beschrieben. An dieser Stelle soll nur auf einige, für das Verständnis der Messungen wichtige Punkte eingegangen werden.

Eigenschwingungen der Sonne entstehen durch Überlagerung von laufenden Wellen in einem kugelsymmetrischen Resonanzkörper zu dreidimensionalen stehenden Wellen. In der Theorie der linearen, adiabatischen, nichtradialen Oszillationen werden die Pulsationsvariablen durch einen Separationsansatz $f(r) \cdot Y_l^m(\theta, \phi) \cdot e^{i\omega t}$ beschrieben. Die dreidimensionale Geometrie der Schwingung (vgl. 6.1.1. und Abb. 6-1) mit der Frequenz ω wird durch den radialen Verlauf $f(r)$ mit n radialen Knoten und durch die sphärisch harmonische Funktion $Y_l^m(\theta, \phi)$ mit dem polaren Winkel θ und dem azimuthalen Winkel ϕ bestimmt. Eine rein radiale Schwingung wird durch $l = 0$ beschrieben, für Dipol- und Quadrupolschwingungen gilt $l = 1$ und $l = 2$ mit $-l \leq m \leq +l$.

Notwendige Bedingung für die Ausbildung stehender Wellen ist Reflexion laufender Wellen. Auf die Reflexionsbedingungen in der Sonne wird in 6.1.2. genauer eingegangen. Eine Schallwelle, die in Richtung zum Zentrum der Sonne läuft, wird von der Vertikalen durch Brechung abgelenkt, da die Schallgeschwindigkeit aufgrund der in radialer Richtung ansteigenden Temperatur zunimmt. Totalreflexion setzt an dem Punkt ein, an dem die Schallgeschwindigkeit der horizontalen Phasengeschwindigkeit $v_{\text{phase}} = \omega/k_x$ entspricht. Im sphärischen Koordinatensystem ist die horizontale Wellenzahl k_x gegeben durch $k_x^2 = l(l+1)/r^2$ wobei r der Abstand vom Zentrum ist. Je größer die horizontale Wellenzahl k_x (bei $\omega = \text{konst.}$)

ist, d.h. je kleiner die horizontale Phasengeschwindigkeit wird, desto geringer ist die Eindringtiefe der Welle. Tiefe Bereiche nahe dem Sonnenzentrum werden daher nur von Wellen mit kleinem l -Wert, das Zentrum selbst nur von radialen ($l = 0$) akustischen Moden erreicht (s. 6.1.2.).

Die Reflexionsbedingung in der Nähe des Sonnenrandes wird durch den exponentiellen Dichteabfall in radialer Richtung im Bereich der Photosphäre charakterisiert (s. 6.1.2.).

Die Analyse der bisher durchgeführten Messungen erlaubt, die Schwingungen in 3 Bereiche einzuteilen: Oszillationen mit Perioden um 5 Minuten, zwischen 5 und 70 Minuten, sowie mit 160 Minuten.

Im Folgenden soll ein Überblick über die wichtigsten experimentellen Befunde gegeben werden.

a) kurzperiodische Schwingungen (5 Minuten)

Die ersten Hinweise auf periodische, großräumige Bewegungen der Sonnenoberfläche ergaben sich aus den Messungen von Leighton (1961). Seine Spektroheliogramme zeigten Schwingungsperioden mit $T = (296 \pm 3) \text{ s}$.

Die eigentliche Geburtsstunde der "solaren Seismologie" war 1975, als es zum erstenmal gelang, Dopplermessungen mit hinreichend hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung durchzuführen (Deubner 1975). Die Messung des Dopplereffektes der Absorptionslinie des Cl ($\lambda = 538 \text{ nm}$) zeigte, daß die Schwingungsamplituden in einem zweidimensionalen Leistungsspektrum überwiegend im Bereich $0.2 \leq k_x \leq 0.8 (10^6 \text{ m})^{-1}$ und $1.2 \leq \omega \leq 2.7 \cdot 10^{-2} (\text{s}^{-1})$ beobachtet werden (Abb. 1-1, Deubner et al. 1979). Aus $k_x = 2\pi/\lambda_x$ folgt, daß die horizontale Wellenlänge λ_x von der Größenordnung 10^4 km ist und die Zahl der Knoten in tangentialer Richtung Werte um $l \approx 2\pi R_\odot/\lambda_x \approx 400$ annimmt. Die Schwingungsfrequenzen liegen zwischen $\nu \approx 2 \text{ mHz}$ und 4.3 mHz , die entsprechenden Perioden betragen 3.9 bis 8.3 Minuten.

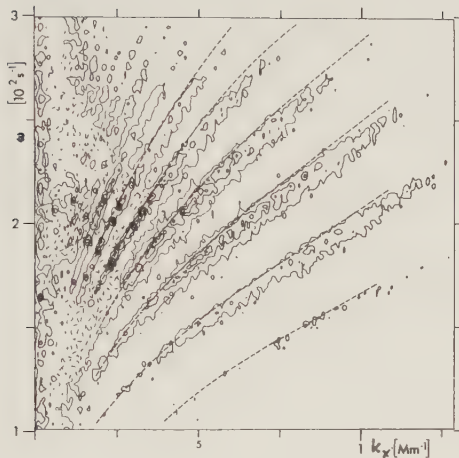


Abb. 1-1 Maxima der Geschwindigkeitsamplitude als Funktion von ω und k_x . Modellrechnungen mit einem Mischungswegparameter $\alpha = L/H^x = 2$ (L = Mischungsweglänge, H = Skalenhöhe des Drucks) sind zum Vergleich eingezeichnet (---). Nach Deubner et al. (1979)

Die diskrete Struktur und die parabolische Form des Leistungsverlaufes $\omega \approx \sqrt{k_x}$ - hierauf wird in 6.1.2. eingegangen - bestätigte theoretische Voraussagen von Ulrich (1970) und verfeinerte Modellrechnungen von Ando und Osaki (1975). Der Vergleich dieser Beobachtungen mit der Theorie ermöglichte es, diese Oszillationen als stehende Schallwellen zu identifizieren, die sich in einem unterhalb der Photosphäre befindlichen Resonator mit sehr hoher sphärischer Ordnung l und niedriger radialer Knotenzahl n ausbilden.

Die detaillierte Analyse, auf die an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden soll, ermöglicht Aussagen z.B. über das differentielle Rotationsverhalten der oberen subphotosphärischen Schichten, welches sich in einer Rotationsaufspaltung der Eigenfrequenzen manifestiert. Es zeigt sich zum Beispiel, daß in einer Tiefe von $1.5 \cdot 10^7$ m unter der Photosphäre die Rotationsgeschwindigkeit um 80 ms^{-1} größer ist als an der

Oberfläche (Deubner et al. 1979).

Die Messung dieser nichtradialen Oszillationen mit sehr hohem Index l erlaubt jedoch keine Aussage über das tiefe Sonneninnere, da diese Wellen bereits innerhalb der Wasserstoffkonvektionszone in einer maximalen Tiefe von $0.25 R_{\odot}$ bis $0.3 R_{\odot}$ reflektiert werden (s. 6.1.2.).

Solare Seismologie im eigentlichen Sinne, also bis in tiefe Schichten der Sonne ist nur durch Beobachtung stehender Wellen mit niedrigem Index ($l = 0, 1, 2..$) möglich. Dies gelang erstmals im Jahre 1979.

Resonanzspektroskopische Messungen des Lichtes der Kalium Linie ($\lambda = 769.9 \text{ nm}$) der gesamten Sonnenscheibe zeigen eine deutliche Konzentration der Amplituden der Radialgeschwindigkeit im Bereich von 2.5 mHz bis 4 mHz, entsprechend Perioden von 4.2 bis 6.7 Minuten (Abb. 1-2).

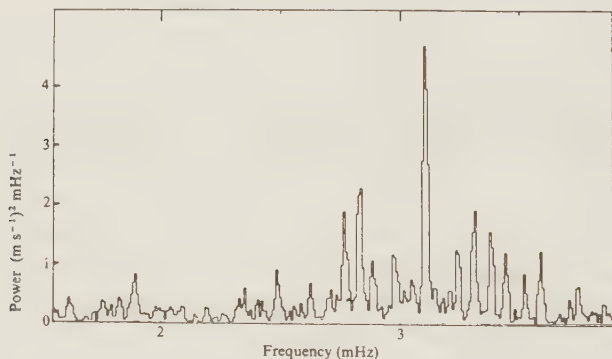


Abb. 1-2 Leistungsspektrum der radialen Geschwindigkeitsvariation (Claverie et al. 1979)

Das Leistungsspektrum zeigt eine diskrete Struktur; die relativen Leistungsmaxima besitzen einen konstanten Abstand von $67.8 \mu\text{Hz}$ (Claverie et al. 1979). Grec und Fossat (1977) konnten bereits früher mit der gleichen Methode Geschwindigkeitsfluktuationen der Natrium Linie ($\lambda = 589.6 \text{ nm}$) im 5 - Minutenbereich nachweisen, ohne jedoch die diskrete Struktur zu erkennen.

Claverie und Mitarbeiter konnten ihre Ergebnisse durch weitere Beobachtungen ergänzen und verfeinern. Messungen aus den Jahren 1976 bis 1980 zeigen stets recht gut übereinstimmende Frequenzen mit diskretem Abstand im Leistungsspektrum (Claverie et al. 1980, 1981a, 1981b, vgl. Abb.6-3). Die Autoren identifizieren die diskreten Maxima mit Oszillationen der Sonne mit niedrigem sphärischem Index l (0, 1, 2) und radialer Knotenzahl n (15 bis 25). Wichtigstes Kriterium für diese Annahme ist die Übereinstimmung des diskreten Frequenzabstandes von ca. $68 \mu\text{Hz}$ (s. Abb.1-2) mit der Theorie (Christensen-Dalsgaard und Gough 1980, 1982), welche fordert, daß akustische Eigenschwingungsmoden der Sonne mit $l < n$ bei festem l -Wert einen, modellabhängigen, konstanten Abstand von $130 \mu\text{Hz}$ bis $140 \mu\text{Hz}$ besitzen sollen, während man für Werte mit $n = \text{konstant}$ und $\Delta l = \pm 1$ den halben Abstand erwartet (s. 6.1.2.). Somit liegt der Schluß nahe, daß die gemessenen Geschwindigkeitsfluktuationen solare Eigenschwingungsmoden mit alternierendem Index l (gerade, ungerade) darstellen.

Weitere Information gewinnt man aus dem räumlichen Verhalten der Schwingung auf der Sonnenoberfläche: der Spektrograph registriert das Licht der gesamten Sonnenscheibe. Schwingungsmoden mit $l \geq 3$ werden daher durch die wachsende Anzahl der lokalen Maxima und Minima auf der Sonnenoberfläche herausgemittelt.

Eine detaillierte Analyse neuerer Beobachtungen zeigt eine Aufspaltung der einzelnen Maxima in jeweils $2l+1$ Komponenten mit einem Frequenzabstand von $0.75 \mu\text{Hz}$, was gegenüber dem Wert von $0.40 \mu\text{Hz}$ für gleichförmige Rotation (Ledoux 1951) auf eine schnelle Rotation des Sonnenkerns hindeutet. Die Existenz der Moden $l = 0, 1, 2$ wird unterstützt durch die Zahl der beobachteten aufgespaltenen Komponenten; sie beträgt $2l+1 = 1, 3$ bzw. 5 (Claverie et al. 1981b).

Nicht geklärt jedoch ist, warum überhaupt $2l+1$ Komponenten beobachtet werden, da aus Symmetriegründen - die Rotationsachse der Sonne steht fast senkrecht zur Beobachtungsrichtung -

alle Moden mit $l+m = j$ (j ungerade) sich gegenseitig aufheben müßten. Man erwartet daher nur eine Aufspaltung in $l+1$ Komponenten (Gough 1982a). Die Lösung dieses Problems - von Isaak (1982) wurde die Beobachtung versuchsweise als Hinweis auf ein asymmetrisches, schnell rotierendes, starkes Magnetfeld gedeutet - steht jedoch noch völlig offen (Gough 1982a, 1982b, Gabriel et al. 1982).

Die Genauigkeit, mit der Frequenzen von relativen Maxima in einem Leistungsspektrum identifiziert werden können, wird im Wesentlichen durch die Länge der gesamten Meßzeit T und der daraus folgenden spektralen Auflösung $\Delta\nu \approx 1/T$ bestimmt (Bracewell 1965, Bloomfield 1976, Loumos und Deeming 1978). Die Fourieranalyse einer Zeitserie, welche aus mehreren Tagen besteht, verbessert zwar die spektrale Auflösung, führt jedoch zu einer 24 Stunden - Modulation (entsprechend $11.57 \mu\text{Hz}$) aller Fourier - Amplituden aufgrund der Lücken in den Zeitserien während der Nacht, in der die Sonne nicht zu beobachten ist. Grec und Mitarbeitern gelang es 1980 während einer 5 Tage andauernden kontinuierlichen Messung vom geographischen Südpol aus, die gesamte Sonnenscheibe im Licht der NaI - Linie ($\lambda = 589.6 \text{ nm}$) resonanzspektroskopisch zu beobachten (Abb.1-3).

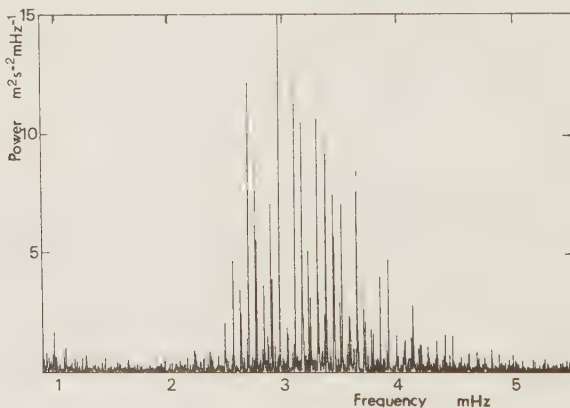


Abb.1-3 Leistungsspektrum der radialen Geschwindigkeitsvariation (Grec et al. 1983)

Die Analyse dieser Messungen bestätigte unabhängig die diskrete Struktur (Abstand $68 \mu\text{Hz}$) der Geschwindigkeitsamplituden im 5 Minuten-Bereich (Abb.1-3). Der Effekt der Rotationsaufspaltung der einzelnen Moden konnte nicht eindeutig bestätigt werden. Es gelang aber erstmals, Zeitskalen für die Lebensdauer der Oszillationen von der Größenordnung 1 bis 2 Tage zu bestimmen. Die Amplituden der Schwingungen betragen 2.5 bis 25 cm s^{-1} (Grec et al. 1980, 1983). Der Vergleich mit inzwischen verfeinerten Modellen des Sonneninneren zeigt grundsätzlich eine Übereinstimmung der beobachteten Schwingungsfrequenzen und -amplituden mit globalen akustischen Moden ($l = 0, 1, 2, 3$; $n = 12$ bis 33).

Die Genauigkeit dieser Messungen hinsichtlich der Frequenzauflösung wurde noch einmal gesteigert durch die Analyse der Messungen von Claverie und Mitarbeitern, welche insgesamt 88 Beobachtungstage an den Stationen Teneriffa und Hawaii auswerten. Die geographische Lage dieser Stationen gestattet die Registrierung von Zeitserien, welche sich zeitlich zum Teil überlappen (DISCO 1982).

Während die geschilderten resonanzspektroskopischen Messungen des Dopplereffektes aufgrund der Beobachtungsweise und instrumenteller Eigenschaften (Brookes et al. 1978) nur für Schwingungsmoden mit niedrigem sphärischen Index l empfindlich sind, können Schwingungen mit $l = 3, 4, 5$ beobachtet werden, indem die räumliche Ausdehnung des instrumentellen Gesichtsfeldes eingeschränkt und die Auflösung somit erhöht wird. Scherrer und Mitarbeiter beobachteten 1981 Dopplerverschiebungen der FeI - Linie ($\lambda = 512.4 \text{ nm}$). Hierbei wurde das Licht aus einem kreisförmigen Segment ($0 \leq r \leq 0.5 R_{\odot}$) welches auf die Sonnenmitte zentriert ist, mit dem Beitrag eines ringförmigen Segmentes ($0.55 R_{\odot} \leq r \leq 0.80 R_{\odot}$) verglichen. Die zeitlichen Schwankungen der Radialgeschwindigkeit werden durch Vergleich mit Modellrechnungen (Christensen-Dalsgaard und Gough 1982) als akustische Moden mit $l = 3, 4, 5$ im Frequenzbereich 2.5 mHz bis 4.3 mHz identifiziert (Scherrer et al. 1983).

b) langperiodische Schwingungen ($T \gg 5$ Minuten)

Die Bestimmung der relativen Dopplerverschiebung ausgewählter Linien ($\lambda\lambda = 512.3, 590.1$ nm) durch Vergleich des Beitrages der Sonnenmitte mit dem Sonnenrand (vgl. Scherrer et al. 1983) führte zur Entdeckung einer Pulsation mit einer Periode von $2^{\text{h}}40^{\text{m}} = 160$ Minuten und einer Amplitude von 2 ms^{-1} (Severny et al. 1976).

Mit dem bereits zur Erforschung der 5 Minuten-Oszillation benutzten Resonanzspektrometer (Claverie et al. 1979, 1981a, 1981b) gelang es Brookes und Mitarbeitern (Brookes et al. 1976) fast gleichzeitig, unabhängig diese Fluktuation der Dopplergeschwindigkeit an der Linie KI ($\lambda = 769.9 \text{ nm}$) und NaI ($\lambda = 589.6 \text{ nm}$) zu bestätigen. Diese Autoren finden eine Periode $T = 2^{\text{h}}65 \pm 0^{\text{h}}04$ mit vergleichbarer Amplitude.

Vom Standpunkt der Beobachtung wurde diese Periode zunächst stark angefochten, da 160 Minuten genau $1/9$ der Tageslänge entspricht und ein marginales Maximum durch die Analyse zur Periodenbestimmung oder durch langfristige Temperatureffekte der Erdatmosphäre nicht auszuschließen war (Grec und Fossat 1979). Neue Messungen zeigen, daß die Periode der Pulsation $T = (160.010 \pm 0.004)$ Minuten beträgt und daß die Phase über mindestens 5 Jahre konstant bleibt (Kotov et al. 1978, Severny et al. 1979). Eine unabhängige Bestätigung dieser Schwingung bezüglich Periode, Phase und Amplitude gelang Grec und Mitarbeitern (Grec et al. 1980).

Die detaillierte Analyse einer Kombination aller existierenden Messungen von 1974 bis 1980, die von 2 verschiedenen Beobachtungsorten, nämlich dem Stanford Solar Observatory und dem Crimean Astrophysical Observatory durchgeführt wurden, lieferte im Bereich von $60 \mu\text{Hz}$ bis $235 \mu\text{Hz}$, entsprechend 71 bis 278 Minuten, ein Leistungsspektrum, welches einem weißen Rauschen ähnlich ist, mit einem deutlich isolierten Maximum bei 160.0095 Minuten (s. Abb. 1-4, Scherrer und Wilcox 1983).

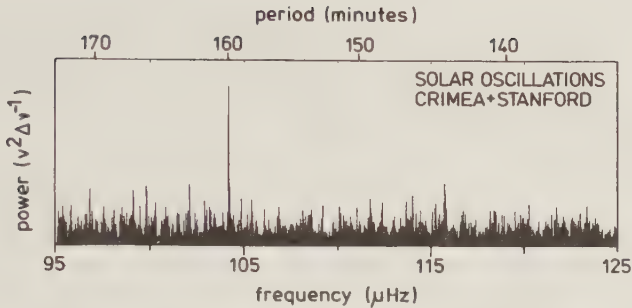


Abb.1-4 Leistungsspektrum der Radialgeschwindigkeitsvariation.
(Scherrer et al. 1983)

Während die extraterrestrische Herkunft dieser Schwingung von der Beobachtungsseite sichergestellt zu sein scheint, ist ihre theoretische Deutung noch völlig offen. Ein vollkommen homogener Stern mit konstanter Dichte ρ liefert eine fundamentale, radiale, adiabatische Pulsation mit einer Periode von

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{(3\gamma-4)\frac{4}{3}\pi G\rho}} = 167 \text{ Minuten} \quad (\rho = \rho_{\odot} = 1.41 \text{ g cm}^{-3})$$

wobei G die Gravitationskonstante und $\gamma = c_p/c_v = 5/3$ im idealen einatomigen Gas sind. Realistische Sonnenmodelle zeigen, im Einklang mit den Messungen, daß diese Periode kleiner ist und im Bereich um 100 Minuten liegt (s.6.1.2.)., die 160 Minuten-Pulsation kann daher nicht radial sein. Neben den Schallwellen, die durch den Gasdruck als Rückstellkraft auf ein aus seiner Gleichgewichtslage ausgelenktes Gaselement charakterisiert sind, existieren im Sonneninneren Schwerewellen, deren Rückstellkraft die Gravitation ist (s. 6.1.1.). Untersuchungen von nichtradialen Schwerewellen (g-Moden) zeigen, daß im Bereich um 160 Minuten sehr viele Eigenfrequenzen in dichter Folge zu erwarten sind, sodaß es noch vollkommen unklar ist, warum nur eine signifikante Mode beobachtet wird (Christensen-Dalsgaard et al. 1979, Keeley 1980).

Die Identifikation von Schwingungen mit Perioden, welche größer als einige Minuten sind, wird neben den kleinen Amplituden durch den Einfluß systematischer Fehler erschwert. Typische Ursachen sind instrumentelle Gänge und Schwankungen der Transparenz der Erdatmosphäre.

Eine Methode, die Abplattung der Sonne und damit ihr Rotationsverhalten durch eine Messung des radialen Verlaufs der Randverdunklung zu bestimmen, lieferte Anzeichen für eine periodische Variation des Sonnendurchmessers auf Zeitskalen von 5 bis 70 Minuten (Brown et al. 1976, Hill und Caudell 1979, Bos und Hill 1983) mit Amplituden von $4 \cdot 10^{-3}$ bis $7 \cdot 10^{-3}$ Bogen Sekunden. Diese Ergebnisse sind der Ausgangspunkt einer in der Literatur sehr kontrovers geführten Debatte. Ein guter Überblick kann bei Hill (1978), Dittmer (1978), Fossat (1981) und Belvedere et al. (1983) gefunden werden.

Einige Aspekte seien kurz erwähnt: die publizierten Frequenzen (Brown et al. 1976) können offenbar von theoretischen Modellen versuchsweise als akustische Moden mit $l = 0, 2, 4$ und $n = 1$ bis 16 für $T < 40$ Minuten und mit Schwerewellen (g-Moden, $l = 2, n = 1, 2$) für $T > 40$ Minuten in Übereinstimmung gebracht werden (Christensen-Dalsgaard und Gough 1976). Die Lage der Frequenzen ist jedoch nicht genau genug bekannt, um zwischen den in diesem Frequenzbereich zahlreich auftretenden Moden und damit zwischen konkurrierenden Sonnenmodellen zu unterscheiden. Eine weitere Schwierigkeit bildet die Interpretation der Schwingungen mit Perioden $T > 40$ Minuten als diskrete g-Moden (Hill und Caudell 1979). Schwerewellen können sich als stehende Wellen im Sonneninneren in einem Resonator ausbilden, der unterhalb der Konvektionszone im radiativen Kerngebiet der Sonne liegt (6.1.1.). In der Konvektionszone werden die Amplituden der Schwerewellen nach außen abklingen, da Konvektion eine destabilisierende Reaktion auf die Auslenkung eines Gaselements aus seiner Gleichgewichtslage darstellt. Die in der Photosphäre beobachteten gedämpften Amplituden können nur dann mit theoretisch vertäglichen Werten im Sonneninneren in Übereinstimmung ge-

bracht werden, wenn die Wasserstoffkonvektionszone in ihrer Dicke signifikant reduziert wird. Das führt jedoch zu einer Auflösung der sehr guten Übereinstimmung der Theorie mit der Beobachtung der 5 Minuten-Oszillationen mit hohem azimutalen Index 1, die als wichtigste Eigenschaft eine Wasserstoffkonvektionszone mit einer Dicke von $2 \cdot 10^5$ km lieferte (Berthomieu et al. 1980, Belvedere et al. 1983).

Neben den fehlgeschlagenen Versuchen, diese Perioden unabhängig zu identifizieren (Dittmer 1978), spielt vor allem die Untersuchung des Einflusses der Erdatmosphäre auf die Messergebnisse eine große Rolle. Zeitliche Änderungen der Luftmasse und der damit verbundene Einfluß auf die differentielle Refraktion der Atmosphäre zeigen im Fourierraum ein Leistungsspektrum mit konsistenten Amplituden von einigen Tausendstel Bogensekunden und vergleichbaren Frequenzen wie das von Brown et al. (1976) publizierte Leistungsspektrum (Fossat et al. 1977, 1981), so daß zusammenfassend die Situation in Beobachtung und Theorie noch sehr unübersichtlich und unklar ist.

Die Diskussion um die jüngst von Claverie und Mitarbeitern resonanzspektroskopisch ($\lambda = 769.9$ nm) beobachtete globale Pulsation der Sonne mit einer Periode von (13.1 ± 0.2) Tagen und einer Amplitude von 6.5 ms^{-1} (Claverie et al. 1982) zeigt, daß bei der eindeutigen Identifikation langer Perioden neben terrestrischen Effekten durch die Erdatmosphäre außerdem Phänomene der Sonnenoberfläche berücksichtigt werden müssen. Die Autoren interpretierten diese Schwingung, neben der Rotationsaufspaltung der 5 Minuten-Oszillationen, als zusätzlichen Hinweis auf eine schnelle Rotation des Sonnenkerns, welche bereits von Dicke (1976) gefordert wurde, um die periodische 12.2 Tage-Komponente in den Messungen der Sonnenabplattung (vgl. z.B. Dicke und Goldenberg 1974) zu erklären (Isaak 1982).

Periode, Phase und Amplitude dieser vermeintlichen Pulsation können jedoch sehr gut mit anderen periodischen Phänomenen auf der Sonnenoberfläche reproduziert werden: Sonnenflecken-

gruppen und aktive Zentren, die sich infolge der Sonnenrotation über die Scheibe bewegen, modulieren die beobachtete Radialgeschwindigkeit der Absorptionslinie wegen ihrer Temperaturempfindlichkeit. Der Gesamtbeitrag dieser Gebiete auf das Linienprofil muß berücksichtigt werden (Durrant, und Schröter 1983, Nyborg-Andersen und Maltby 1983, Edmunds und Gough 1983). Eine sichere Identifikation des periodischen Dopplermaximums von 13.1 Tagen mit einer Pulsation ist daher durchaus nicht evident.

III. Zusammenfassung der bisherigen Messungen von Sonnenschwingungen

Zusammenfassend ist festzustellen, daß Schwingungen der Sonne mit sehr kleinen Amplituden registriert wurden, deren Perioden sich in 3 Bereichen vorfinden: $T \approx 160$ Minuten, $70 \text{ Min.} > T > 5 \text{ Min.}$ und die diskrete Struktur bei 5 Minuten.

Speziell die theoretisch gut verstandenen 5 Minuten-Oszillationen manifestieren sich im Licht der gesamten Sonne als tief in das Sonneninnere eindringende akustische Eigenschwingungsmoden mit sphärischem Index l ($l = 0, 1, 2, 3$) (Claverie et al. 1979, 1981a, 1981b, Grec et al. 1980, 1983); durch Vergleich von zwei etwa gleich großen Sonnensegmenten als Moden mit höherem Index ($l = 3, 4, 5$) (Scherrer et al. 1983) sowie bei Beobachtung mit Detektoren sehr hoher räumlicher Auflösung als Moden, die sich hauptsächlich im Bereich der Photosphäre konzentrieren ($l > 200$) (Deubner et al. 1979).

Somit stellt sich sofort die interessante Frage, ob es überhaupt möglich ist, die solare Seismologie als diagnostisches Instrument auf die Untersuchung der inneren Struktur sonnenähnlicher Hauptreihensterne auszudehnen.

Alle bisher geschilderten Untersuchungen, von den sehr sonnenspezifischen Messungen des Durchmessers (Brown et al. 1976, Hill und Caudell 1979) abgesehen, beruhen auf Messungen der Radialgeschwindigkeit ausgewählter Linien aufgrund des Dopplereffektes. Die über den 5 Minuten-Bereich integrierte

Geschwindigkeitsamplitude beträgt 2 bis 3 ms⁻¹, eine Auflösung in einzelne Moden erfordert eine Genauigkeit besser als 20 cms⁻¹. Die absolute Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten liefert Genauigkeiten von 0.6 kms⁻¹ (Griffin 1982), differentielle Dopplermessungen an hellen Sternen führen aufgrund der geringen Photonenausbeute zu Geschwindigkeitsauflösungen $\Delta v \geq 3 \text{ ms}^{-1}$ (Traub et al. 1978).

Aus diesem Grund ist es von größter Bedeutung, die Schwingungen der Sonne speziell im gut studierten 5 Minuten-Bereich mit den Methoden der Photometrie als Variation der integralen Gesamtstrahlung nachzuweisen.

Ein positiver Nachweis dieses Effektes würde die Geschwindigkeitsoszillationen unabhängig bestätigen und das Feld der stellaren Seismologie eröffnen.

Welche Intensitätsfluktuationen sind zu erwarten? Betrachtet man in einer einfachen Abschätzung eine Sonnenschwingung auf kurzer Zeitskala, so gilt bei adiabatischen Prozessen $T V^{\gamma-1} = \text{konstant}$, mit der Temperatur T und $\gamma = c_p/c_v$. Die relative Änderung der Temperatur ist:

$$\frac{dT}{T} + (\gamma-1) \frac{dV}{V} = 0$$

mit $dV/V = 3 dR/R$ und der abgestrahlten Intensität $I \approx R^2 T^4$ folgt

$$\frac{dI}{I} = 2 \frac{dR}{R} + 4 \frac{dT}{T}$$

und somit

$$\left| \frac{dI}{I} \right| \approx 10 \left| \frac{dR}{R} \right|$$

mit $v = 3 \text{ ms}^{-1}$ und $dt = 150 \text{ s}$ erhält man $dI/I \approx 6 \cdot 10^{-6}$.

Eine Extrapolation des bei verschiedenen Sternen vom Typ δ Cep beobachteten Zusammenhanges zwischen Helligkeits- und Radialgeschwindigkeitsfluktuation liefert im Bereich der Wellenlänge $\lambda = 400$ nm relative Intensitätsschwankungen zwischen $2 \cdot 10^{-5}$ und $6 \cdot 10^{-6}$ (Isaak 1980). Ausführliche Modellrechnungen der Sonne liefern Werte der gleichen Größenordnung (s. 6.3.2., Hill et al. 1978, Gough 1980, Christensen-Dalsgaard und Frandsen 1983a) und sind somit deutlich unterhalb typischer Intensitätsfluktuationen, die, hervorgerufen durch die Luftunruhe der Erdatmosphäre, typischerweise einige Promille betragen.

Der Einfluß der Erdatmosphäre mag auch der entscheidende Grund dafür sein, warum bisherige Versuche fehlschlagen, Schwankungen der Strahlungsintensität, welche über die gesamte Sonnenscheibe oder über große Bereiche integriert wurde, in den beschriebenen Periodenbereichen durch Messung des Kontinuums oder der Restintensität in temperaturempfindlichen Absorptionslinien sowie an sonnenähnlichen Sternen zu beobachten (Musman und Nye 1977, Beckers und Ayres 1977, Livingston et al. 1977, Claverie et al. 1981c, Deubner und Isserstedt 1983).

Insgesamt kann aus den Beobachtungen eine obere Grenze für relative Intensitätsfluktuationen $\Delta I/I \approx 3 \cdot 10^{-5}$ und für (modellabhängige) Temperaturschwankungen $\Delta T \approx 0.4$ K abgeleitet werden. Deubner publizierte 1981 die Entdeckung von 5 Minuten-Schwingungen der Sonne. Seine Ergebnisse basierten auf der Messung des von den Planeten Uranus und Neptun reflektierten Sonnenlichtes. Diese Planeten haben allerdings einen scheinbaren Durchmesser von der Größenordnung des Seelingscheibchens (1" bis 2"). Ein Vergleich mit den von Grec und Mitarbeitern 1980 vorzeitig publizierten spektroskopisch beobachteten Frequenzen schien zunächst für 3 relative Maxima im Fourier-Raum eine Übereinstimmung zu liefern. Ein Wert ist größer als 3σ , zwei Werte liegen bei 2σ . Aufgrund dieser Koinzidenz allein wurde der solare Ursprung der Schwingungen mit einer mittleren Amplitude von $\Delta I/I \approx 5 \cdot 10^{-5}$ postuliert (Deubner 1981). Wegen eines Skalierungsfehlers der spektrosko-

pischen Frequenzen (vgl. Grec et al. 1983, Unterschrift zur Tabelle der beobachteten Frequenzen) ist diese Übereinstimmung jedoch heute nicht mehr gegeben, die Identifikation daher marginal und auch vom Autor als "probably spurious" bezeichnet (Deubner und Isserstedt 1983).

Extraterrestrische Ergebnisse des Solar-Maximum-Mission (SMM) Satelliten wurden nach Beginn der Messungen für diese Arbeit erstmalig von Woodard und Hudson 1982 angekündigt und später publiziert (Woodard und Hudson 1983). Die Registrierung der bolometrischen Strahlung der gesamten Sonnenscheibe zeigt eine recht gute Übereinstimmung mit den spektroskopisch ermittelten Frequenzen (Claverie et al. 1981b). Genaue Inspektion des abgebildeten Leistungsspektrums im Bereich um 3.3 mHz ($T \approx 5$ Minuten) zeigt jedoch, daß zusätzliche Maxima, die spektroskopisch nicht gemessen werden, mit vergleichbarer Signifikanz auftreten, und andererseits beobachtete spektroskopische Frequenzen nicht gefunden werden (s.6.2.1.). Die mittlere relative Amplitude der bolometrischen Intensitätsvariation beträgt $4 \cdot 10^{-6}$.

Da der Satellit ursprünglich zur Messung der Solarkonstanten, also für große Zeiträume konzipiert war - die Nyquistfrequenz liegt bei 3.815 mHz entsprechend dem Stichprobenabstand von 2.2 Minuten - wurde auch versucht, die 160 Minuten-Oszillation zu identifizieren. Dies ist nicht gelungen; die Autoren geben eine obere Grenze von $4.5 \cdot 10^{-6}$ an. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu erdgebundenen Messungen von Kotov und Mitarbeitern (Kotov et al. 1983), die im infraroten Spektralbereich ($\lambda = 1.65 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0.06 \mu\text{m}$) Beobachtungen aus den Jahren 1977, 1978 und 1981 auswerteten und die spektroskopisch beobachtete Schwingung (vgl. Scherrer et al. 1976, Brookes et al. 1976, Grec et al. 1980, Scherrer et al. 1983) mit übereinstimmender Periode und Phase bestätigen konnten. Die mittlere Amplitude wird zu $\Delta I/I = 2 \cdot 10^{-4}$ angegeben.

Die Situation in der Messung periodischer solarer Intensitätsfluktuationen ist also noch unklar.

Falls daher die berichteten spektroskopisch gemessenen Oszillationen solare Eigenschwingungsmoden darstellen, so sollten sie sich neben den Geschwindigkeitsvariationen auch durch die Variation des integralen Sonnenlichtes der gesamten Sonne manifestieren.

IV. Zielsetzung

Ziel dieser Arbeit ist es, mit einer vollkommen neuartigen Methode Intensitätsfluktuationen im Licht der gesamten Sonne einerseits in einem breitbandigen Spektralbereich im Kontinuum, andererseits in einem relativ schmalbandigen Gebiet in der Nähe einer starken, temperaturempfindlichen Absorptionslinie, auf kurzen Zeitskalen zu beobachten.

Der Aufbau der Meßapparatur und ihre Eigenschaften werden im zweiten Kapitel beschrieben. Die Messungen und die Verfahren der Datenreduktion folgen in den Kapiteln 3 und 4. Die Darstellung der Ergebnisse (Kapitel 5) und ihre Interpretation und Diskussion (Kapitel 6) schließen die Arbeit ab.

2. Der Aufbau der Meßapparatur und ihre Eigenschaften

Die Strahlung der Sonne wurde mit dem in Abb. 2-1 dargestellten Beugungsteleskop gemessen. Dieses Instrument wurde ursprünglich konzipiert und entwickelt, um die Sonnenfarbe im UVB-System nach Johnson durch direkten Anschluß an primäre und sekundäre Standardsterne zu bestimmen (Tüg und Schmidt-Kaler 1982).

Aufgrund bestimmter, im folgenden zu schildernden Eigenschaften und der damit verknüpften signifikanten Reduzierung systematischer Fehler ist dieses Instrument neben seiner Einfachheit und Zuverlässigkeit, sehr gut geeignet, mögliche solare Intensitätsschwankungen minimaler Amplitude nachzuweisen.

Die Strahlung der gesamten Sonnenscheibe fällt auf eine kreisförmige Eintrittsblende (vgl. Abb. 2-1). Der Winkeldurchmesser der Sonne beträgt 0.5° , das Gesichtsfeld ist durch die Länge der Lyot-Blende ("Skybaffle") und einer Irisblende gegeben und beträgt 2.3° . Die austauschbare Eintrittsblende besitzt einen Durchmesser von nur einigen Mikrometern (vgl. Tab.1). Die Intensitätsverteilung in der Ebene senkrecht zur optischen Achse ist somit durch die bekannte Beziehung der Fraunhoferschen Beugung an einer kreisförmigen Öffnung

$$I(\lambda) \sim \{2J_1(x)\}^2/x^2$$

gegeben, wobei $x = k \cdot a \cdot \sin(\phi)$, $k = 2\pi/\lambda$, a den Radius der Blende und ϕ den Beugungswinkel bezüglich der optischen Achse beschreiben (vgl. Born und Wolf 1965). Die Lage der Minima und Maxima werden durch das Verhalten der Besselfunktion $J_1(x)$ bestimmt. Für das erste Minimum gilt:

$$k \cdot a \cdot \sin(\phi) = 1.220 \pi$$

Der halbe Öffnungswinkel des ersten Minimums bezüglich der optischen Achse nimmt für $2a = 10 \mu\text{m}$ und Wellenlängen im

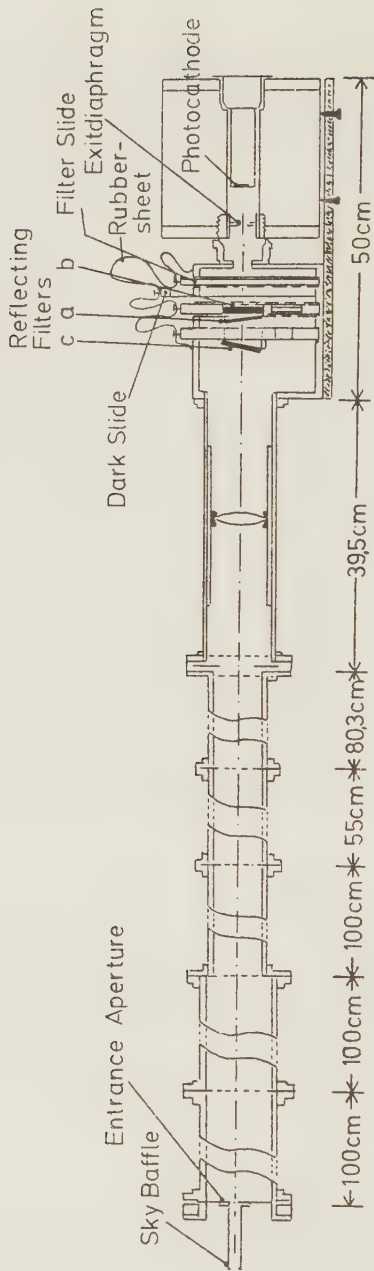


Abb. 2-1 Das Beugungsteleskop

optischen Bereich $300 \text{ nm} \leq \lambda \leq 900 \text{ nm}$ die Werte $2^{0.1}$ bis $6^{0.3}$ an. Im Abstand von 4353 mm hinter der Eintrittsöffnung befindet sich eine kreisförmige Blende mit einem freien Durchmesser $d = 44.3 \text{ mm}$, welche somit nur den innersten Teil des zentralen Hauptmaximums, mit einem senkrecht zur optischen Achse projizierten Flächenanteil bei $\lambda = 500 \text{ nm}$ und $a = 5 \text{ }\mu\text{m}$ von 0.7%, zu messen gestattet. Die ausgeleuchtete Fläche auf der Photokathode des gekühlten Multipliers hat einen Durchmesser von 5 mm.

Die Eintrittsblende soll möglichst kreisförmig sein. Die Abbildung 2-2 zeigt das mit einem He-Ne Laser erzeugte Beugungsbild der $10 \text{ }\mu\text{m}$ - und der $20 \text{ }\mu\text{m}$ -Blende. Beide bei der

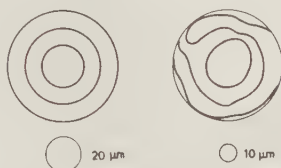


Abb. 2-2 Normierte Intensitätsverteilungen der Eintrittsblenden (Tüg 1982).

Messung benutzten Blenden (s.3.) zeigen eine für die Meßaufgabe ausreichend symmetrische Form des Beugungsbildes.

Zur Unterdrückung des reflektierten und gestreuten Lichtanteils im Teleskop wurden verschiedene Blenden in den 5 Segmenten des Aluminiumrohres angebracht. Zusätzlich wurde das gesamte Instrument von innen mit einem, im visuellen Bereich sehr gut absorbierenden Mattlackanstrich (DL 2010, 3M-Company) versehen.

Der gekühlte Photomultiplier (EMI 9502, Nr.8773, S11-Photokathode) wurde im pulszählenden Modus betrieben. Die Pulse gelangten über einen Verstärker und Diskriminator zu einem Zähler (General Radio 1191B) mit angeschlossenem 8-spaltigen Drucker.

Das Filtergehäuse dient zur Aufnahme der den Spektralbereich der Messung definierenden Filter (s.3.) und Graufilter unterschiedlicher Transmission, um die Zählrate zu optimieren.

Die in Abb. 2-1 abgebildete Linse ($f = 500 \text{ mm}$) ist kein notwendiger Bestandteil der Messung im Beugungsmodus. Ursprünglich diente sie Tüg und Schmidt-Kaler (1982) dazu, die Größe der extrafokal ausgeleuchteten Fläche auf der Photokathode bei der Messung von Sternen (Eintrittsblende: 1 mm , Gegenstandsweite $= \infty$) und bei der Messung der Sonne (Eintrittsblende: $10 \mu\text{m}$, Abschwächung der Intensität um 8 Größenklassen durch Beugung, Gegenstandsweite = Abstand der Linse von der Eintrittsblende) durch entsprechendes Verschieben der Linse längs der optischen Achse konstant zu halten. Diese Konstanz war ein entscheidender Punkt in der erwähnten Arbeit.

Das gesamte Teleskop wurde parallel zu der optischen Achse des GPO (grand prisme objectif) auf dem Gelände der Europäischen Südsternwarte (E.S.O.) in La Silla/Chile montiert (Abb. 2-3). Dieser Astrograph besitzt eine sehr stabile Montierung mit einer exakten Nachführung. Die Ausrichtung der optischen Achse des Beugungsteleskops konnte mit hinreichender Genauigkeit bewerkstelligt werden: zunächst wurde der GPO in den Zenit gerichtet. Nach Lösen der unteren 2 von insgesamt 3 Befestigungsschellen (vgl. Abb. 2-3), konnte das Beugungsteleskop, im Erdschwerefeld frei hängend, leicht in eine vertikale Position ausgerichtet und fixiert werden. Dadurch wurden Verspannungen und Verwindungen des Instruments vermieden. Das Instrument erwies sich als äußerst lichtdicht. Im vollen Sonnenlicht besitzt der Dunkelstrom typische Werte von 2.5 bis 4 counts/s. Diese Werte sind allein durch das Rauschverhalten des Photomultipliers bestimmt (EMI 1970).

Der gesamte photometrische Aufbau wurde in Bochum getestet, um die Stabilität des Detektorsystems bei hohen Zählraten über größere Zeiträume zu untersuchen. Hierzu wurde eine Eintrittsblende mit einem Durchmesser von 2 mm mit einer Wolframbandlampe (Nr. 573C der Physikalisch Technischen Bundesanstalt, Braunschweig, $I = 7.9252 \text{ A}$, $T = 1300^\circ\text{C}$) über eine Mattscheibe diffus beleuchtet. Das Licht fällt anschließend durch ein blaues BG 12-Filter sowie durch ein Graufilter mit der Transmission von 10% auf den in einem Peltierkühler befindlichen Photomultiplier. Die Integrationszeit betrug 10 Sek.

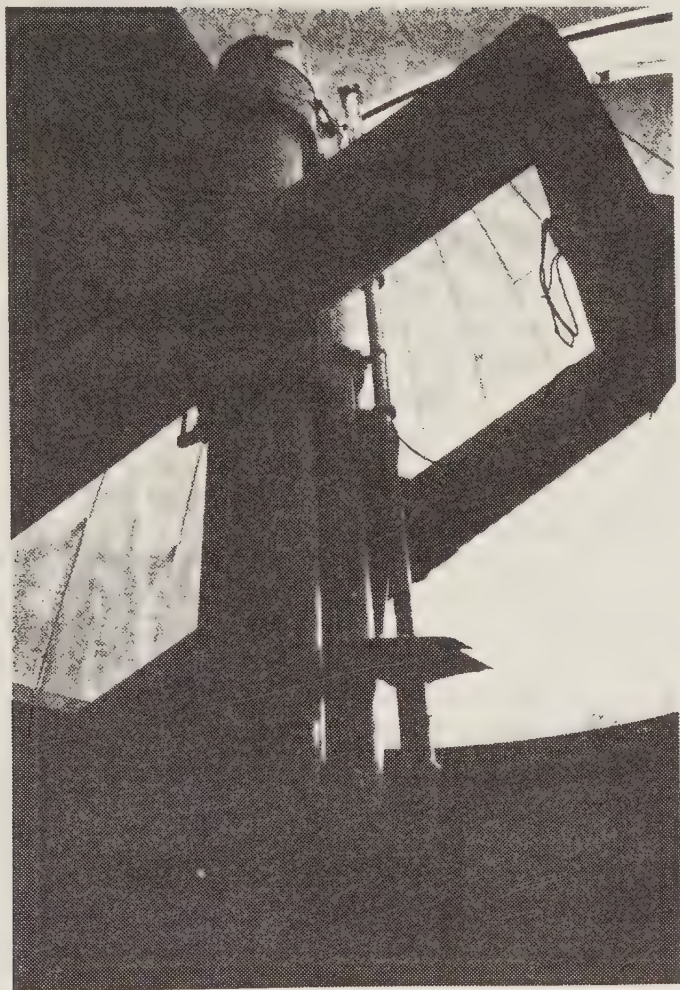


Abb. 2-3 Das Beugungsteleskop am GPO in La Silla

Der zeitliche Verlauf der Zählrate ist in Abb. 2-4 dargestellt. Der langfristige Trend des langsamen Anstiegs ist durch die restliche Aufheizung der Lampe, welche 35 Minuten vor Meßbeginn eingeschaltet wurde, sowie durch die Stabilisierung des Photomultipliers in den ersten 30 Minuten gegeben. Ein Vergleich mit einer zweiten Lichtquelle ergab, daß die Bandlampe auf Zeitskalen $\tau > 20$ Minuten keinerlei systematische Abweichungen zeigte (Schmidt-Kaler 1982). Zur näheren Untersuchung des Meßsignals wurde in Intervallen über $N = 125$ Werte, entsprechend 21 Minuten, gleitend gemittelt (s. 4.1.3.). Dieser Verlauf ist in Abb. 2-5 dargestellt und zeigt ein sehr konstantes, allein durch statistische Fluktuationen bestimmtes, zeitliches Verhalten der Zählrate. Der Fehler der Amplitude des einzelnen Meßpunktes ist durch das mittlere Schwankungsquadrat

$$(\Delta I/I)_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i (\{\Delta I/I\}^2 - \langle \{\Delta I/I\} \rangle^2)} \quad 2-1$$

gegeben (Summationsindex $i = 1$ bis N). Aus dem gesamten Datensatz in Abb. 2-5 folgt $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = 2 \cdot 10^{-4}$. Mit $N = 2293$ Meßpunkten und einer Integrationszeit von 10 s erhält man somit aus einer Meßdauer von 6.4 Stunden eine Genauigkeit in der Amplitudenbestimmung von $4 \cdot 10^{-6}$ pro unabhängiges Frequenzintervall (43.6 μHz). Der Fehler des einzelnen Meßwertes bleibt zeitlich konstant, wie eine Untersuchung von Teilbereichen der Messung zeigt: in 3 Bereichen der Länge 6000 s, mit den Schwerpunkten bei $(t-t_0) = 5000$ s, 11000 s und 17000 s erhält man $\langle (\Delta I/I)_{\text{rms}} \rangle = (221 \pm 1) \cdot 10^{-6}$. Aufgrund der Poissonstatistik erwartet man bei einer Zählrate von $Z = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ einen Fehler der Größe

$$\sigma = 1/\sqrt{Z\Delta t} = 2 \cdot 10^{-4} \quad 2-2$$

pro Meßwert ($\Delta t = 10$ s).

Zusammenfassend folgt, daß der Fehler des einzelnen Meßwertes mit Sicherheit auf Zeitskalen $\tau < 21$ Minuten über mindestens 6 Stunden Meßdauer allein durch den statistischen Fehler be-

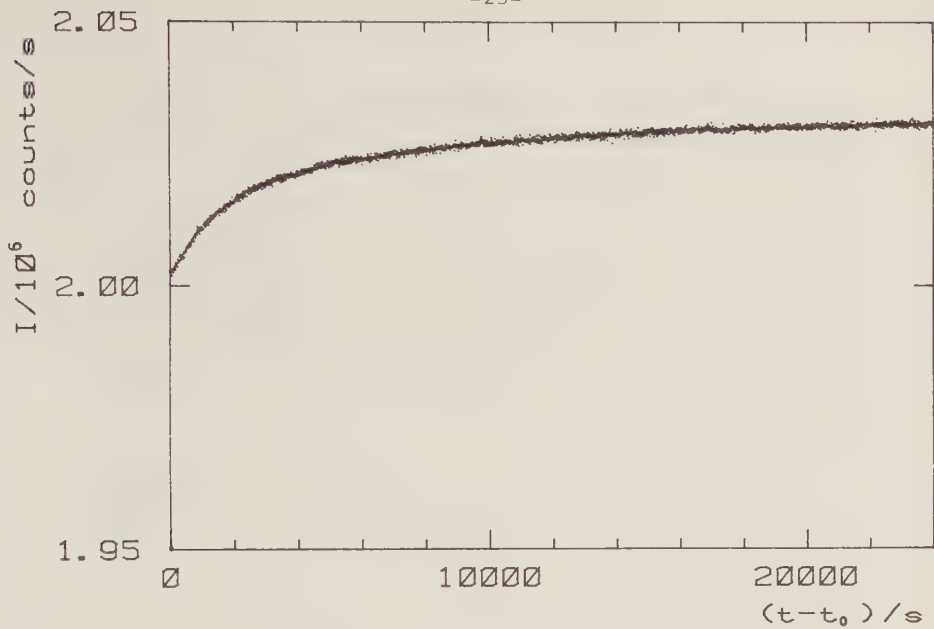


Abb. 2-4 Test des photometrischen Systems. Zählrate (Intensität) als Funktion der Zeit

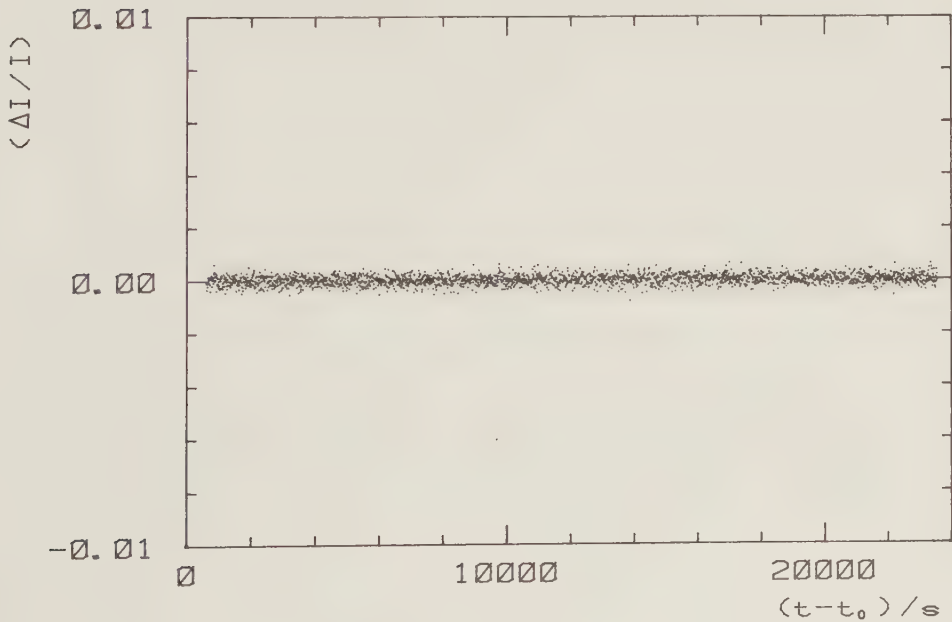


Abb. 2-5 Gleitendes Mittel ($\tau = 21$ Minuten, s.4.1.3.) der in Abb. 2-4 dargestellten Zeitserie

stimmt ist und somit Ergebnisse von Tüg und Schmidt-Kaler (1982) bestätigt.

Typische Pulshöhen und Pulsbreiten am Ausgang des Multipliers sind $U = 10 \text{ mV}$ und $T = 15 \text{ ns}$. Somit fließt ein mittlerer Anodenstrom $I_A = Z \cdot U \cdot T / 50 \Omega = 6 \mu\text{A}$. Die typische Verstärkung des Multipliers beträgt 10^7 . Laut Datenblatt betragen die maximal zulässigen Ströme für die Anode 1 mA und $3 \mu\text{A}$ für die Kathode (EMI 1970), sie sind weit oberhalb der gemessenen Werte. Die Zählrate von $Z \approx 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ liegt demnach innerhalb der zulässigen Toleranzgrenzen für den benutzten Photomultiplier.

Der Test und das beobachtete sehr stabile Verhalten des gesamten photometrischen Systems während der eigentlichen Meßperioden über 8 bis 11 Stunden pro Tag zeigen die gute Einsatzmöglichkeit der Apparatur bei relativen Intensitätsmessungen mit sehr hohen Zählraten.

Eine differentielle Korrektur der Zählrate aufgrund nichtlinearer Totzeiteffekte ist in dem vorliegenden Meßproblem nicht erforderlich, weil ausschließlich sehr kleine Intensitätsschwankungen um einen hohen, konstanten Signalbetrag untersucht werden. Die gemessene Zählrate Z ist mit der wahren Zählrate Z' mittels der Beziehung

$$Z' = Z / (1 - t_D Z) \quad 2-3$$

verknüpft, wobei t_D die Totzeit des Detektorsystems beschreibt. Eine Variation ΔZ der gemessenen Zählrate führt nach 2-3 zu einer Variation der wahren Zählrate $\Delta Z'_\pm$ mit

$$\Delta Z'_\pm = \Delta Z / (1 - t_D \{Z \pm \Delta Z\})^2 \quad 2-4$$

Bei großen Zählraten Z und großen Schwankungen ΔZ gilt $\Delta Z'_+ \gg \Delta Z'_-$. Nichtlineare Totzeiteffekte können unberücksichtigt bleiben, falls

$$\frac{\delta}{\Delta Z} \ll 1 \quad 2-5$$

mit $\delta = 0.5 (\Delta Z'_+ - \Delta Z'_-)$.

Eine Abschätzung mit typischen Werten $Z = 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\Delta Z/Z = 10^{-5}$ oder $\Delta Z = 20 \text{ s}^{-1}$ und $t_D = 80 \text{ ns}$ liefert $\delta/\Delta Z = 5 \cdot 10^{-6}$, während z.B. für $\Delta Z/Z = 0.3$, $\delta/\Delta Z$ den Wert 0.2 annimmt.

Ein weiterer wesentlicher Bestandteil der Messung ist die Kontrolle der Konstanz des Signals bei Positionsveränderungen des GPO wegen einer ungenauen Nachführung, welche durch eine nicht vollkommen exakte Berücksichtigung der Gewichtsverteilung des zusätzlich montierten Beugungsteleskops hervorgerufen werden kann. Da aufgrund der Abbildungseigenschaften die Kathodenfläche praktisch auf der Mitte eines sehr großen Beugungsmaximums "reitet", ist zu erwarten, daß kleine Nachführungskorrekturen das Signal nur in geringem Maße beeinflussen. Tests vor der ersten Meßperiode (1981) und Erfahrungen während der eigentlichen Messungen zeigten deutlich, daß das Signal keine systematisch signifikanten Änderungen zeigt, solange der Nachführungsfehler kleiner als 7 Bogenminuten ($\approx 0.5 R_\odot$) bleibt. Bei der Positionierung des Instruments auf die Sonnenmitte ($r = 0$), den halben Sonnenradius ($r = 7.5'$) und auf den Sonnenrand ($r = 15'$) wurden die mittleren Zählraten 147441 s^{-1} , 147380 s^{-1} ($7.5'$) und 146412 s^{-1} ($15'$) gemessen. Das Signal bei $r = 7.5'$ weicht somit nur um $1/6$ des statistischen Fehlers (vgl. Gl. 2-2) von der Zählrate in der Sonnenmitte ab.

Diese zulässige Abweichung von 7 Bogenminuten ist sehr hoch und stellt für astronomische Montierungen, insbesondere für die des GPO kein Problem dar. Periodische Positionsänderungen des GPO im Bereich von einigen Minuten können wegen systematischer Gänge des Nachführungsgetriebes auftreten. Die maximale Amplitude wird bei dem für Positionsbestimmungen eingesetzten Astrographen $2''$ nicht überschreiten. Mit der Annahme eines linearen Abfalls der Zählrate von $r = 0$ bis $r = 7.5'$ kann die relative Intensitätsvariation durch diesen Effekt daher maximal $2 \cdot 10^{-6}$ betragen.

Aus diesen Punkten ergeben sich zusammenfassend folgende wichtige Eigenschaften des Meßaufbaus:

1. Die Messung des Lichtes der gesamten Sonnenscheibe, welche eine Fläche von $(1600'')^2$ besitzt, reduziert den Einfluß der Luftunruhe (mit einem typischen Durchmesser des Seeing-Scheibchens von $1''$ bis $2''$) und die damit verbundenen Intensitätsfluktuationen aufgrund des Mittelungsprozesses um einen Faktor der Größenordnung 10^3 . Szintillation und Seeing werden also weitgehend unterdrückt.
2. Die Verwendung einer Eintrittsblende mit einer sehr geringen Öffnung von nur einigen Mikrometer und die damit verbundene Beobachtung im Beugungsmodus minimiert den Einfluß verschiedener systematischer Fehler:
 - 2.1. Nachführungskorrekturen um Beträge kleiner als 7 Bogenminuten haben keinen signifikanten Einfluß auf das gemessene Signal, da nur der innerste Teil des zentralen Maximums der Beugungsfigur ausgenutzt wird.
 - 2.2. Individuelle Strukturen auf der Sonnenscheibe wie zum Beispiel die Randverdunklung, Fackeln, Sonnenflecken usw. beeinflussen nicht das Bild auf der Photokathode.
 - 2.3. Die Photokathode ist über stets der gleichen Fläche homogen durch das integrierte Sonnenlicht ausgeleuchtet.

Diese Vorteile werden von zwei einschränkenden Eigenschaften begleitet:

1. Eine direkte kontinuierliche photometrische Messung der Sonne schließt prinzipiell die Möglichkeit aus, eine Vergleichslichtquelle für eine unabhängige Bestimmung der Extinktion der Erdatmosphäre sowie für die Kontrolle ihrer zeitlichen Konstanz zu benutzen.
Hauptproblem der vorliegenden terrestrischen Methode bleiben daher die Schwankungen der Durchsichtigkeit der Erdatmosphäre insbesondere mit Quasiperioden nahe 5 Minuten.
2. Die Messung der gesamten Sonnenscheibe bedeutet eine

Bevorzugung solarer Schwingungsmoden mit kleinem sphärischen Index l (0, 1, 2, 3). Hohe nichtradiale Moden ($l \gg 1$) werden wegen der Verteilung der großen Anzahl von Knoten und Bäuchen auf der Sonnenoberfläche herausgemittelt.

3. Die Messungen

Die Messungen des zeitlichen Verlaufs der Sonnenintensität wurden in 2 Meßperioden Ende 1981 sowie Ende 1982/Anfang 1983 auf dem Gelände der E.S.O. in La Silla/Chile durchgeführt.

Die verwendeten Filter, die gesamte Beobachtungsdauer und die mittleren Zählraten sind in Tabelle 1 zusammengestellt, die Empfindlichkeitskurven der Photokathode des Multipliers, sowie die Durchlässigkeitskurven der Filter sind in den Abbildungen 3-1 bis 3-4 dargestellt (vgl. mit Tab. 2).

Tabelle 1 Die Messungen

Beobachtungs- zeitraum	1981 Dez.7, 11-15	1981 Dez.16, 17	1982 Dez.31, 1983 Jan.3-6	1983 Jan.7, 8, 10, 11
Spektralbereich Filter	V Schott GG 495 (2 mm)	Hß Baird-Atomic Nr.14-42-9	B Schott BG 12 (2 mm)	Hß Baird-Atomic Nr.14-42-9
λ/nm	549	486.1	446	486.1
$\Delta\lambda/\text{nm}$	84	3.7	100	3.7
Graufilter (τ)	Schott NG 11 (0.5) S&H 371153 (0.05)	S&H 371151 (0.2)	S&H 371152 (0.1)	Schott NG 3 (0.15) Schott NG 4 (0.4) S&H 371150 (0.5)
Beobachtungs- dauer (Std.)	52	14	51	33
Mittlere Zähl- rate (s^{-1})	$3.1 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^5$	$2.7 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^6$
σ	$4.1 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$2.1 \cdot 10^{-6}$
Durchmesser der Eintrittsblende (μm)	10	10	10	20
λ = Schwerpunktwellenlänge, $\Delta\lambda$ = Halbwertsbreite, τ = Transmission, σ = statistischer Fehler, S&H = Spindler&Hoyer, Göttingen				

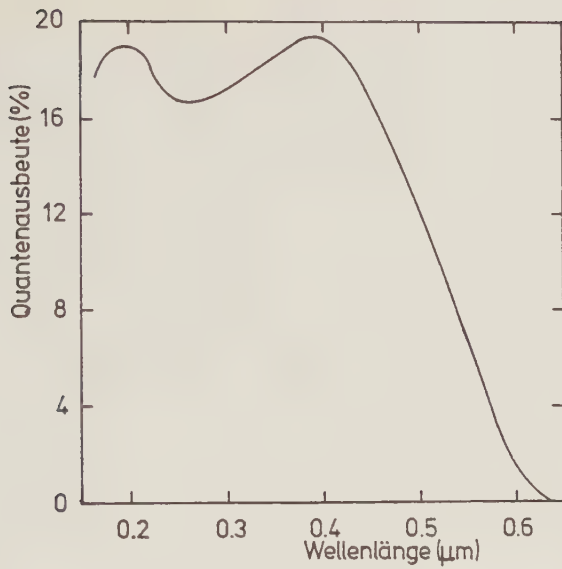


Abb. 3-1 Empfindlichkeitskurve der S-11 Photokathode (EMI 1970)

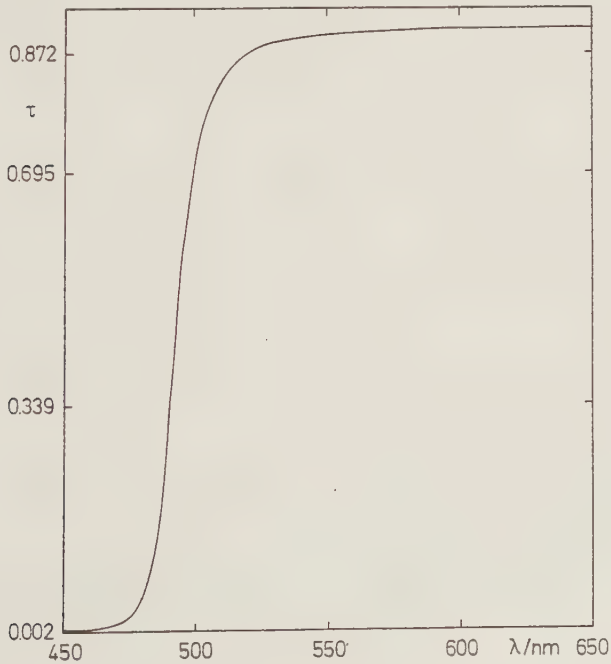


Abb. 3-2 Transmission (τ) des Filters GG 495 (Spektralbereich V)

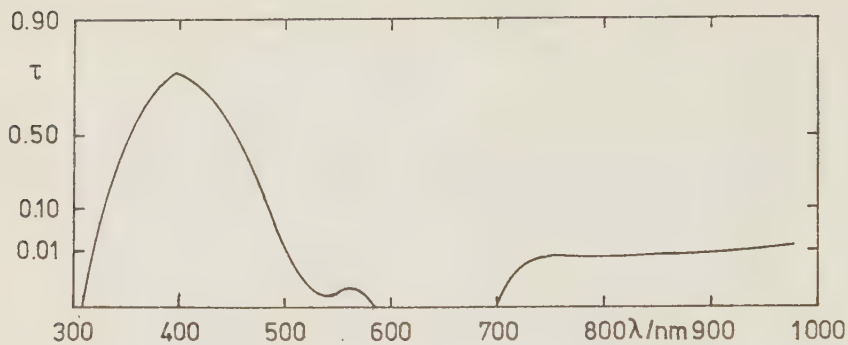


Abb. 3-3 Transmission (τ) des Filters BG 12 (B)

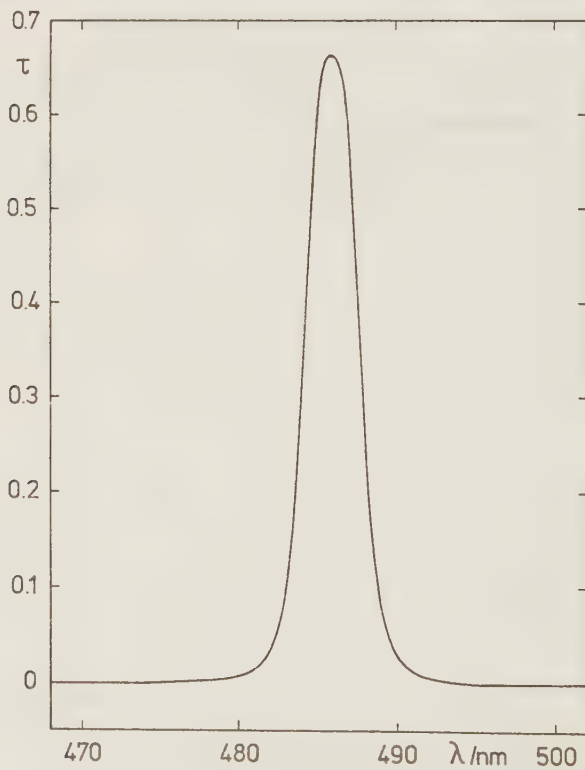


Abb. 3-4 Transmission (τ) des Filters Baird-Atomic 14-42-9 (HB)

Während der gesamten Meßzeit wurde der Multiplier EMI 9502A, Nr. 8773 mit einer S-11 Photokathode (Abb. 3-1) bei einer Hochspannung von 1350 V benutzt. Die Integrationszeit betrug 10 Sekunden. Während der Messungen wurde diese Konstanz des Zeitintervalls auf mögliche Driften, hervorgerufen durch thermische Einflüsse im Zähler überprüft. Sie betrugen nach 8 Stunden Messdauer weniger als 0.1 s.

Der Dunkelstrom wurde stets direkt im Anschluß an die Messung eines Tages bestimmt. Er betrug nach 8 bis 11 Stunden Einsatzzeit im Mittel 3 bis 6 counts/s, ein zusätzlicher Hinweis auf die hohe Stabilität des photometrischen Systems bei hohen Zählraten nach langen Belichtungszeiten (s.2.).

Die Graufilter dienten, wie bereits in Kap.2 erwähnt, allein zur gezielten Abschwächung der einfallenden Intensität vor dem Eintritt in den Multiplier und somit, durch geeignete Kombination, zur Optimierung der Zählrate. Die mittlere Durchlässigkeit τ gibt die Transmission des Graufilters in der Nähe der Schwerpunktwellenlänge λ des benutzten Spektralbereichs an. Der NG3-Filter wurde nur am 7. Januar 1983 benutzt; an den anderen Tagen (1983 Jan.8, 10, 11) konnte eine höhere Zählrate mit der Kombination Schott NG 4 + S&H 371150 erzielt werden.

Der statistische Fehler σ beschreibt den gemäß der Poisson-Statistik zu erwartenden Fehler in der Amplitudenbestimmung bei einer mittleren Zählrate $\bar{Z}$ über T Stunden Beobachtungsdauer, als ein Maß für den zu erwartenden minimalen Fehler des Signals pro Frequenzintervall (vgl. 4.4. und 5.2.3.).

Die Filter GG 495 (Spektralbereich V) und BG 12 (B) dienen zur Festlegung eines typischen, breitbandigen, photometrischen Spektralbereiches und ermöglichen somit die Untersuchung der Intensität der Sonne im Kontinuum mit ihren möglichen zeitlichen Variationen. Zusätzlich wurde ein schmalbandiger Spektralbereich um die Balmerlinie H β ausgewählt, um die nähere Umgebung einer starken Absorptionslinie fassen. Somit können Intensitätsfluktuationen über mögliche Variationen der Linienbreite als Indikator für Temperaturfluktuationen studiert werden (s.6.2.2.).

Die Messungen der zweiten Periode vom 31.Dez.1982 bis 11.Jan.1983 erfolgten unter zwei Gesichtspunkten. Einmal sollten diese Beobachtungen unabhängige Überprüfungen der Ergebnisse aus der ersten Periode (1981) ermöglichen, zweitens konnten die Erfahrungen aus der Datenauswertung und Diskussion jener Messungen benutzt werden, um wichtige Verbesserungen einzuführen. Hierauf soll im Folgenden zum Teil unter Vorwegnahme von Teilergebnissen (vgl. 4. und 5.) kurz eingegangen werden.

Der Spektralbereich V ist durch die kombinierte spektrale Empfindlichkeitskurve aus Photokathode (Abb. 3-1) und Filter (Abb. 3-2) bestimmt. Der Filter GG 495 ist ein Kantenfilter mit einer Transmission $\tau \approx 0.90$ im Wellenlängenbereich $\lambda > 550$ nm. Das bedeutet, daß die spektrale Gesamtempfindlichkeit in diesem Bereich allein durch die Photokathode bestimmt wird. Während der Messungen im Jahre 1981 wurde ein Trockeneiskühler für den Photomultiplier benutzt. Temperaturschwankungen, hervorgerufen durch eine kontinuierliche Abnahme des Trockeneises sowie durch gelegentliches Nachfüllen nach jeweils etwa 60 Minuten, führen zu Änderungen der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode im langwelligen Bereich ($\lambda > 550$ nm). Diese Variationen betragen typischerweise einige Prozent pro Grad (Young 1974). Obwohl in den Messwerten keine deutlichen Sprünge der Zählrate zum Zeitpunkt des Nachfüllens von Trockeneis beobachtet wurden, können doch kleine systematische Signalschwankungen und ein damit verbundenes erhöhtes Rauschniveau im Frequenzspektrum nicht ausgeschlossen werden. Im Gegensatz zu diesem Kantenfilter besitzt der den B-Bereich definierende BG 12-Filter (Abb. 3-3), wie auch H β , eine Charakteristik, die es gestattet, den langwelligen temperaturempfindlichen Bereich der S11-Empfindlichkeitskurve im Bereich zwischen $\lambda = 550$ nm und 680 nm zu unterdrücken. Der BG 12-Filter besitzt zwischen $\lambda = 580$ nm und 700 nm eine Transmission $\tau < 10^{-5}$. Eine weitere Verbesserung wurde erzielt indem in der zweiten Meßperiode der Trockeneiskühler durch einen Peltierkühler (Products for Research TE 206 TSRF-002) ersetzt wurde, der es gestattet, den Multiplier während der

gesamten Meßperiode auf einer sehr konstanten Temperatur (-30° C) zu halten.

Neben einer höheren Zählrate und der damit verbundenen höheren statistischen Genauigkeit wurden die Messungen der zweiten Periode (1982/1983) aber hauptsächlich aus einem weiteren Grund durchgeführt:

Der Einfluß der Erdatmosphäre führt grundsätzlich bei allen erdgebundenen astronomischen Messungen zu systematischen Fehlern, die in der Regel einen nicht einfach zu bestimmenden Hauptbeitrag zu dem Gesamtfehler der Messung liefern. Während das vorliegende Meßprinzip die Einflüsse von Seeing und Szintillation weitgehend unterdrückt, macht sich der störende Einfluß der Erdatmosphäre auf eine andere Weise sichtbar.

Die spezielle topographische Lage des Beobachtungsortes La Silla ermöglicht das Entstehen von Schwerewellen in der Erdatmosphäre. Luftströmungen, die von Osten über die Anden als Strömungshindernis fließen, können diese Wellen an einer horizontalen Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlich dichten Medien anregen. Die Folge dieser Wellen sind periodische Luftdruckschwankungen in der Atmosphäre über dem Beobachtungsort (Gossard 1960, Stilke 1967, Beer 1974). Messungen zeigen, daß die typischen Luftdruckschwankungen relative Amplituden $\Delta p/p < 10^{-4}$ mit Perioden von einigen Minuten besitzen (Stilke 1967, Gossard und Hooke 1975, Richner 1977). Diese Zeitskalen liegen im Bereich der Sonnenschwingungen.

Der Beitrag der Luftdruckvariation zu dem gemessenen Intensitätssignal kann leicht abgeschätzt werden:

Die Erdatmosphäre führt durch Streuung und Absorption zur Schwächung der einfallenden extraterrestrischen Intensität der Sonne. Diese Extinktion setzt sich aus 3 Komponenten zusammen, nämlich der Streuung an Luftmolekülen (Rayleigh-Streuung), an Staubteilchen und der Absorption durch das Ozon. Der weitaus größte Beitrag zu der Extinktion im Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 350$ nm und $\lambda = 700$ nm wird durch die Rayleigh-Streuung geliefert (Tüg 1977, 1978).

Der monochromatische Extinktionskoeffizient k_λ für die Rayleighstreuung ist durch das Beersche Gesetz (Möller 1957)

$$k_\lambda = k_{\lambda,n} \rho / \rho_n \quad 3-1$$

gegeben, wobei λ die Wellenlänge, ρ die Dichte und ρ_n die Dichte bei Normalbedingungen bedeuten. Die Abschwächung eines Lichtstrahls durch die Atmosphäre wird durch das Bouguer-Lambertsche Extinktionsgesetz

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\int k_\lambda dl} \quad 3-2$$

beschrieben, wobei $I_{\lambda,0}$ die extraterrestrisch einfallende Intensität und dl die Länge der durchlaufenden Atmosphärenschicht ist. Sei $dl = -\sec(z)ds$, mit der Zenitdistanz z des einfallenden Strahls und der Höhe s einer horizontal geschichteten Atmosphäre. Mit der hydrostatischen Grundgleichung $-\rho ds = dp/g$ (g = Schwerebeschleunigung) folgt

$$d\{\ln(I_\lambda)\} = -k_{\lambda,n} \sec(z) dp / \rho_n g \quad 3-3$$

$$\text{oder} \quad d\{\ln(I_\lambda)\} = -k_{\lambda,n} \sec(z) dp H / p_n \quad 3-4$$

mit der Skalenhöhe des Drucks $H = p_n / \rho_n g$. Somit gilt

$$I_\lambda / I_{\lambda,0} = \exp(-k'_{\lambda,n} \sec(z) p / p_n) \quad 3-5$$

mit $k'_{\lambda,n} = k_{\lambda,n} / H$.

Eine Änderung des Luftdrucks $\Delta p = p_2 - p_1$ führt daher zu einer relativen Intensitätsänderung

$$\Delta I / I = 1 - \exp(-k'_{\lambda,n} \sec(z) \Delta p / p_n) \quad 3-6$$

Für $\Delta p / p \approx 10^{-4}$ erhält man im Zenit im blauen Spektralbereich ($k_\lambda = 0.2$) eine relative Intensitätsänderung nach Gleichung 3-6 von $|\Delta I / I| \approx 2 \cdot 10^{-5}$.

Ein direkter Beitrag der Luftdruckvariationen auf die gemessenen Fluktuationen der Sonnenintensität über den Koeffizienten der Rayleighextinktion kann dann aus Luftdruckmessungen, die am Erdboden durchgeführt werden, bestimmt werden, wenn die Annahme zugrunde gelegt wird, daß dieselbe Phase der Druckvariation am Meßort und oberhalb davon längs des Sehstrahls auftritt.

Die Ausbildung stehender Wellen würde allerdings zur Folge haben, daß diese räumliche Phasenkonstanz nicht gegeben ist, weil signifikante Druckvariationen (Bäuche) nur in bestimmten Abschnitten des Sehstrahls auftreten.

Die topographische Lage des Beobachtungsortes La Silla zeigt jedoch, daß die mögliche Ausbildung dieser Wellen zu Schwingungsperioden führt, die außerhalb des untersuchten Bereiches liegen. Auf diesen Befund wird näher auf Seite 90 eingegangen.

Weitere Druckvariationen können ferner durch Dichtefluktuationen am Beobachtungsort, sowie im Luftmassenbereich unterhalb einer stabil schwingenden Inversionsschicht hervorgerufen werden.

Die zeitlich variablen Dichtefluktuationen am Meßort entstehen durch die horizontale Bewegung lokaler Konvektionszellen (Thermikblasen). Dieser Effekt kann jedoch in der Frequenzanalyse (vergleiche Kapitel 5) aus folgenden Gründen vernachlässigt werden.

Thermikblasen entstehen vorwiegend am Nachmittag nach der Kulmination, wenn die lokale Temperatur ihr Maximum erreicht. Die mittlere horizontale Windgeschwindigkeit konnte mit dem bei der E.S.O. installierten Windmesser kontinuierlich überprüft werden. Sie war während der gesamten Meßzeit kleiner als 12 m/s, am 11.1.1983 kleiner als 20 m/s. Eine periodische Dichtevariation mit einer Periode von 5 Minuten (3.3 mHz) erfordert eine charakteristische Ausdehnung dieser Zellen von $L = v_{\text{wind}} \cdot 300 \text{ s} \simeq 3 \cdot 10^3 \text{ m}$, ein Wert, welcher um mindestens eine Größenordnung über meteorologisch beobachteten Ergebnissen liegt (Möller 1973). Großräumige konvektive Zellen können sich in charakteristischen Wolkenbildungen (Alto-, Stratocumulus) manifestieren (Bénard-Zellen). Diese Zellen-

konvektion erfordert jedoch eine kontinuierlich starke von unten geheizte, statisch instabile Schicht, während hingegen am Beobachtungsort La Silla aufgrund seiner geographischen Lage in den Roßbreiten generell absinkende Luftbewegungen auftreten (Möller 1973).

Zusätzlich müßte ein stetiger horizontaler Fluß boden-naher Konvektionszellen über mehrere Stunden am Nachmittag existieren, um ein einer periodischen Druckvariation entsprechendes Signal zu erzeugen.

Wie in Abschnitt 5.1 (Seite 81 ff.) sowie auf Seite 86 und 69 (Abschnitt 4.3) ausgeführt wird, schließt die in 5.2 durchgeführte Frequenzanalyse die Meßwerte des Luftdrucks und der Sonnenintensität am Nachmittag weitgehend aus, so daß diese Effekte insgesamt vernachlässigt werden können.

Luftdruckschwankungen, die durch Schwingungen der Inversions-eben (Oberflächenwellen) im darunter befindlichen Luftmassen-bereich angeregt werden, können ebenfalls aus der Frequenz-analyse (Abschnitt 5.2) ausgeschlossen werden, da die In-versionsschicht bis zum Beginn des Nachmittags stets sehr weit unterhalb des Beobachtungsniveaus (Höhe : 2400 m) liegt. Die Meßwerte der Sonnenintensität und des Luftdrucks zeigen am Nachmittag größere systematische Fluktuationen (vgl. die Diskussionen in den Abschnitten 4.1 und 4.3 (Abb. 4-10)) und werden in der Analyse (5.2) ausgespart.

Ein Hinweis auf die Druckabhängigkeit des Koeffizienten für die Rayleighextinktion kann aus dem Niveau des mittleren Rauschuntergrundes in den Frequenzspektren der Intensitäts-messungen bei verschiedenen Wellenlängen abgeschätzt werden. Da $k_{\text{ray}} \propto \lambda^{-4}$ kann ein sicherer Vergleich nur bei einem großen Abstand der Schwerpunktwellenlängen der Spektralbereiche durchgeführt werden. Druckmessungen liegen allerdings nur für die Periode 1982/1983 (Tab.2) vor. Die Wellenlängendifferenz zwischen B und H β ist hier allerdings zu gering (Tab.1) - für das Verhältnis $k(\lambda_1)/k(\lambda_2)$ gilt: $k(B)/k(H\beta) = 1.4$ - so daß keine klare Aussage über diesen Punkt möglich ist.

Die Abschätzung (S.36) zeigt, daß die Luftdruckschwankungen auf Zeitskalen von Minuten mit diesen typischen Amplituden zu relativen Intensitätsänderungen führen können, die von der gleichen Größenordnung wie die erwarteten solaren Intensitätsvariationen sind. Eine unabhängige Registrierung des zeitlichen Verhaltens des Luftdrucks ist daher von großer Bedeutung.

Die E.S.O. in La Silla besitzt kein Barometer. Es wurde versucht, die zeitliche Variation des Luftdrucks während der ersten Beobachtungsperiode (1981) aus Luftdruckmessungen, die am Observatorio Interamericano de Cerro Tololo und an einer meteorologischen Station in La Serena aufgezeichnet wurden, zu bestimmen. Diese Registrierungen sind jedoch, abgesehen von der Entfernung ihrer Standorte vom Beobachtungsort (100 bis 200 km) für Messungen minimaler Druckschwankungen auf kurzen Zeitskalen nicht geeignet, da die typischen Genauigkeiten im Druck $\Delta p \approx 0.5$ mbar und in der Zeit $\Delta t \approx 30$ Minuten betragen.

Für den Zeitraum der zweiten Meßperiode 1982/1983 gelang es, einen Mikrobarographen mit einer hinreichenden Genauigkeit zu benutzen. Dieses Gerät wurde freundlicherweise vom Instrumentenamt des Deutschen Wetterdienstes in Hamburg zur Verfügung gestellt (Abb. 3-5, 3-6). Das Gerät besteht im wesentlichen aus einem wärmeisolierten Druckkessel mit einem Zeigergestänge und einer Trommel mit Uhrwerk. Durch Öffnen des Ventils an der rechten Seite des Gehäuses (s. Abb. 3-5, 3-6) wird zunächst der Druck im Kessel an den momentan herrschenden Außendruck angeglichen. Der Zeiger befindet sich jetzt in horizontaler Mittelstellung. Nach dem Schließen des Ventils können jetzt relative Änderungen des Außendrucks gegen den konstanten Innendruck (s.4.2.4.) über eine Membran auf das Zeigergestänge und die Trommel übertragen werden. Die auf der Trommel maximal zu registrierende relative Druckänderung beträgt 2.2 mbar. Dieser Wert wurde durch Kalibration in einer Druckkammer vor und nach der Meßperiode in Hamburg bestimmt. Eine Druckänderung um mehr als ± 1.1 mbar bezüglich der Mittellage kann gemessen werden, indem durch das

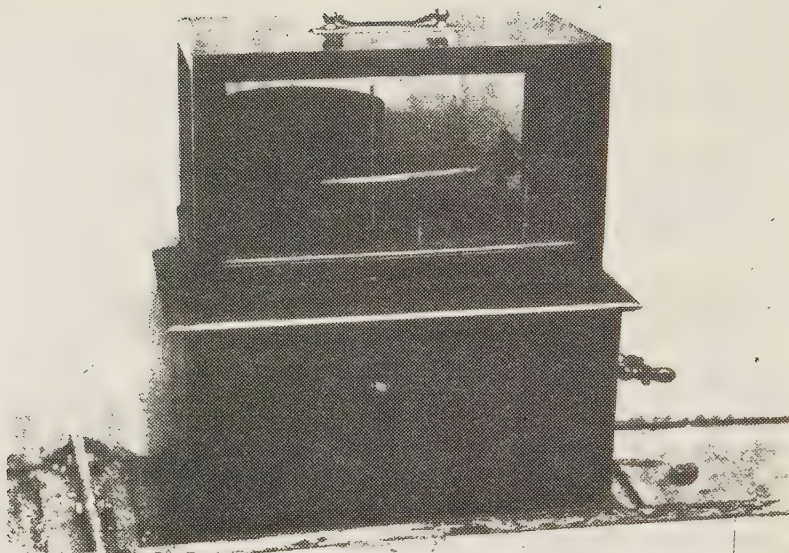


Abb. 3-5 Der Mikrobarograph

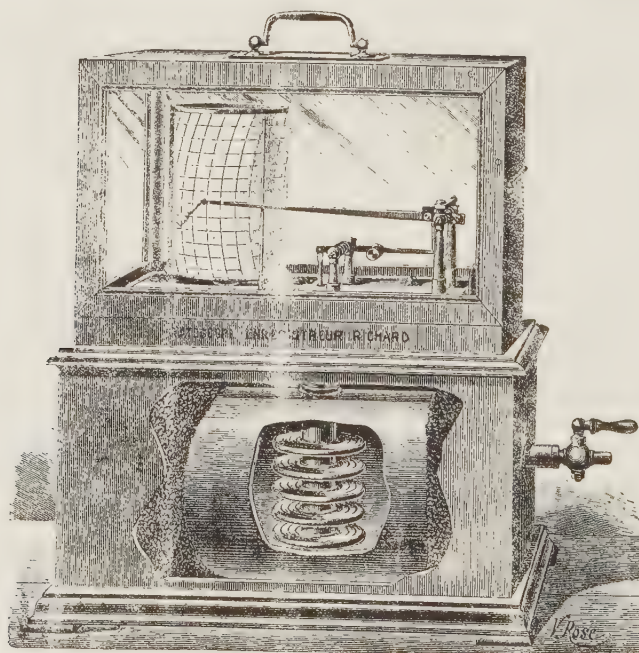


Abb. 3-6 Aufbau des Mikrobarographen

Öffnen des Ventils rechtzeitig ein Druckausgleich und damit eine neue Mittelposition des Zeigers eingestellt wird. Um den Einfluß der Reibung bei der Registrierung zu minimalisieren, wird die Trommel mit einer Aluminiumfolie gespannt, welche anschließend berußt wird. Nach der Registrierung wird die Meßkurve dann mit Klarlack fixiert. Die Auflösung des Mikrobarographen beträgt $\Delta p/p \approx 3 \cdot 10^{-6}$ und $\Delta t \approx 30$ Sekunden.

Zu Beginn eines jeden Beobachtungstages wurde der Zähler mit Integrationsintervallen von 10 s mit der Weltzeituhr der E.S.O. synchronisiert. Die Meßzeiten der einzelnen Tage sind in Tabelle 2 zusammengefasst. Es wurde versucht, möglichst lange Zeitserien pro Tag zu erhalten; dies konnte durch meteorologische Randbedingungen (Zirren) nicht immer erreicht werden. Die sehr exakte Nachführung des GPO wurde mit einem Sucherfernrohr mit Doppelfadenkreuz überprüft und gelegentlich um maximal 1' bis 2' korrigiert. Temperaturmessungen der abgeschatteten Elektronik (Diskriminator und Zähler) und am Mikrobarographen zeigten über die gesamten Meßperioden Werte, welche morgens zu Beginn der Messung 15°C bis 18°C betrugen und während der Kulmination auf 21°C bis 24°C anstiegen.

Tabelle 2

Beginn und Ende der Messungen

1. Beobachtungsperiode

Tag	Start (UT)	Stop (UT)	Spektralbereich
1981 Dez. 7	12 ^h 51 ^m 00 ^s	20 ^h 32 ^m 00 ^s	V
11	11 40 00	20 40 00	V
12	11 40 00	20 40 00	V
13	11 37 00	20 37 00	V
14	11 40 00	20 40 00	V
15	11 35 00	20 35 00	V
16	12 25 00	20 25 00	Hß
17	11 40 00	17 40 00	Hß

Tabelle 2 (Fortsetzung)

2. Beobachtungsperiode

Tag	Intensitätsmessungen			Spektr. bereich	Luftdruckmessungen	
	Start (UT)	Stop (UT)			Start (UT)	Stop(UT)
1982 Dez. 31	11 ^h 13 ^m 00 ^s	19 ^h 13 ^m 00 ^s	B		11 ^h 13 ^m 00 ^s	19 ^h 13 ^m 00 ^s
1983 Jan. 3	10 54 00	21 54 00	B		10 54 00	21 54 00
4	10 56 00	21 56 00	B		10 45 00	21 55 00
5	10 54 00	21 54 00	B		10 45 00	21 54 30
6	10 54 00	21 54 00	B		10 45 00	21 55 30
7	11 03 00	22 03 00	Hß		10 43 00	22 05 00
8	11 58 20	17 23 00	Hß		10 41 10	17 24 00
10	10 57 00	21 57 00	Hß		10 34 30	21 57 30
11	15 01 00	22 01 00	Hß		-	-

Bemerkungen zu Tabelle 2:

- am 3. Januar 1983 mußte die Messung der Sonnenintensität wegen einer Zirkuswolke von 14^h14^m (UT) bis 15^h37^m (UT) unterbrochen werden.
- am 11. Januar 1983 konnten keine Luftdruckmessungen durchgeführt werden, da sehr starke böige Winde über der Kuppel zu starken Druckschwankungen im Innern ($\Delta p/p > 1$ mbar innerhalb weniger Minuten) führten.
- mittlere Ortszeit = Universal Time (UT) - 3^h0

4. Die Reduktion der Meßwerte

4.1. Messungen der Sonnenintensität

4.1.1. Datensicherung

Die auf einem Papierstreifen ausgedruckten Zählraten wurden in Bochum auf Magnetplatte und Magnetband übertragen. Ein sorgfältiges Überprüfen während der Datenübertragung sowie ein nachträglicher Vergleich der gespeicherten Werte mit den Originalwerten diente als Kontrolle für mögliche Übertragungsfehler. Alle Meßtage wurden als zweiseitige Dateien gesichert; die erste Spalte enthält als Zeitmarke die Zeitdifferenz ($t-t_0$) zwischen dem Zeitpunkt der n. Messung (t) und dem Zeitpunkt des ersten Meßwertes (t_0 , vgl. Tab.2 in Kap.3) des Tages in Sekunden. Die zweite Spalte enthält die mittlere Zählrate pro Sekunde aus der über 10 Sekunden integrierten Messung. Die im Anschluß beschriebene Reduktion der Daten erfolgte mit der PDP 11/60 des Astronomischen Institutes.

Ein typischer Verlauf der Zählrate als Funktion der Zeit ist für den 6. Januar 1983 in Abb. 4-1 dargestellt.

4.1.2. Die Extinktion der Erdatmosphäre

Die Bestimmung der periodischen Fluktuationen im Minutenbereich mit sehr kleinen Amplituden erfolgt mit den Methoden der Fourier-Analyse (vgl. 4.4.). Um den Einfluß hoher Signalanteile im Leistungsspektrum zu unterdrücken, wird zunächst der in Abb. 4-1 deutlich sichtbare Trend des Tagesganges der Intensität eliminiert. Dies kann in der Regel direkt durch geeignetes Hochpaßfiltern geschehen (Brault und White 1971). Physikalisch sinnvoller, und - durch die Ergebnisse bestätigt - interessanter ist die Beseitigung der Extinktion durch die Reduktion der gemessenen Intensität auf extraterrestrische Werte.



Abb. 4-1 Zeitlicher Verlauf der Zählrate (Intensität) am 6. Januar 1983

Dies geschieht üblicherweise durch die Bestimmung des Koeffizienten der Gesamtextinktion $\tau_\lambda = -\int k_\lambda ds$ der Erdatmosphäre (vgl. S.36). Damit kann die extraterrestrisch einfallende Intensität aus dem Extinktionsgesetz (s. Gl. 3-2)

$$I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda M(z)} \quad 4-1$$

bestimmt werden. I_λ und $I_{\lambda,0}$ beschreiben die gemessene bzw. die extraterrestrische Intensität, $M(z)$ ist die Luftmasse bei der Zenitdistanz z der mittleren Sonnenposition. Für jeden Zeitpunkt ($\Delta t = 10$ s) wurde die Position der Sonne aufgrund ihrer äquatorialen Koordinaten aus Tabellen (Astronomical Ephemerides 1981, 1982, 1983) bestimmt und ihre Zenitdistanz z berechnet. Die Luftmasse $M(z)$ wurde gemäß der Beziehung

$$M(z) = \sec(z) - 0.0018167\{\sec(z)-1\} - 0.002875\{\sec(z)-1\}^2 - 0.0008083\{\sec(z)-1\}^3 \quad 4-2$$

nach Hardie (1962) bestimmt.

Der Extinktionskoeffizient τ_λ kann dann aus

$$\ln(I_\lambda) = \text{konst.} - \tau_\lambda M(z) \quad 4-3$$

durch lineare Regression bestimmt werden.

Diese Diagramme ($\ln(I) = f(M(z))$) sind als Beispiel für den 12. Dezember 1981 (Spektralbereich V), 4. Januar 1983 (B), 5. Januar 1983 (B) und 7. Januar 1983 (H β) in den Abbildungen 4-2 bis 4-5 dargestellt. Die Abbildung 4-4 (5. Januar 1983) zeigt eine fast ideale Abhängigkeit der logarithmierten Sonnenintensität von der Luftmasse $M(z)$ über 11 Stunden Beobachtungsdauer vom Beginn bei $z = 77.7^\circ$ über den Zeitpunkt der Kulmination ($z = 6.5^\circ$, $M(z) \approx 1$) bis zum Ende der Messung am Nachmittag ($z = 68.7^\circ$).

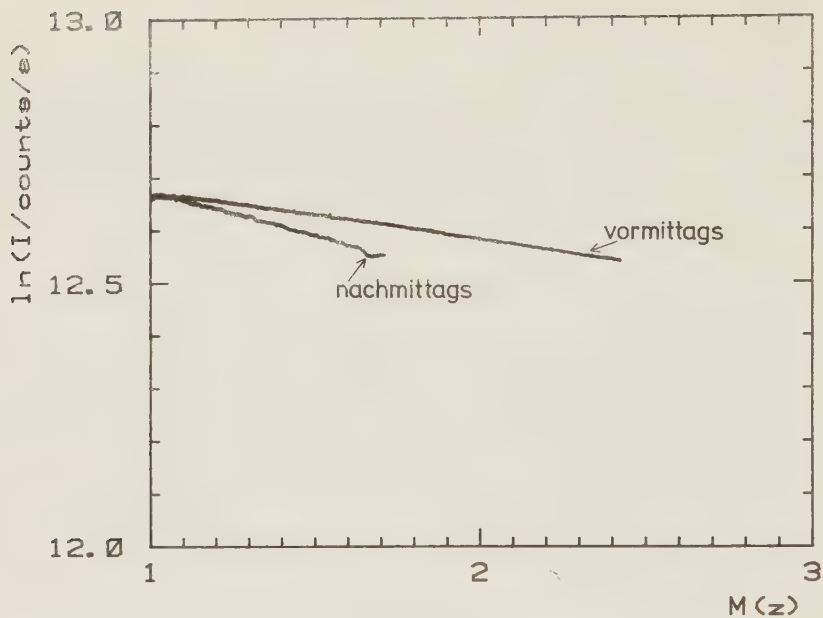


Abb. 4-2 Logarithmus der Sonnenintensität als Funktion der Luftmasse $M(z)$.
12. Dezember 1981, Spektralbereich V

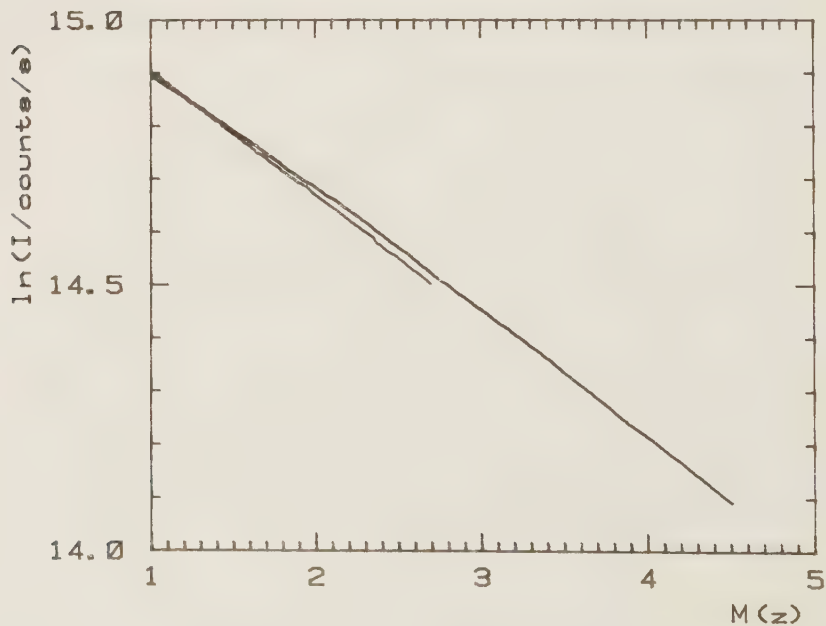


Abb. 4-3 wie Abb. 4-2. 4. Januar 1983, Spektralbereich B

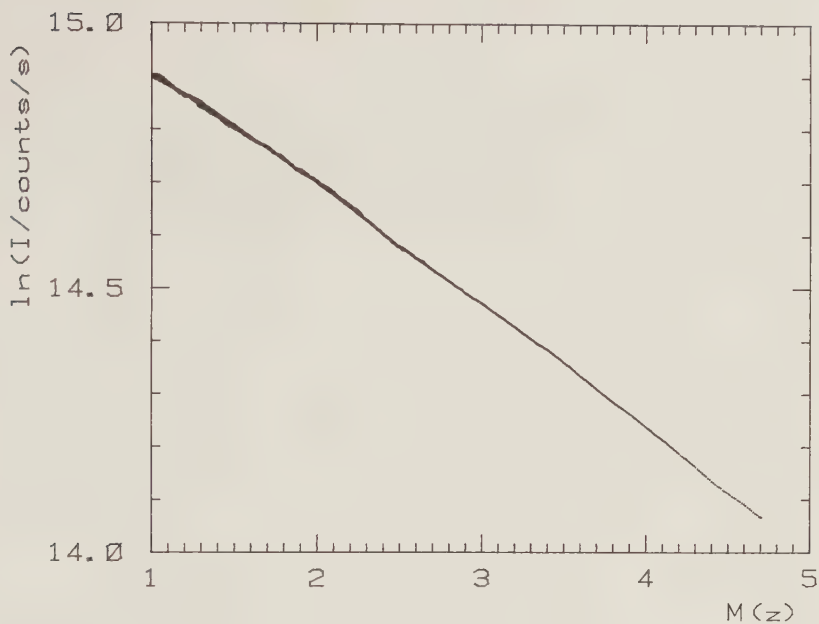


Abb. 4-4 wie Abb. 4-2. 5. Januar 1983, Spektralbereich B

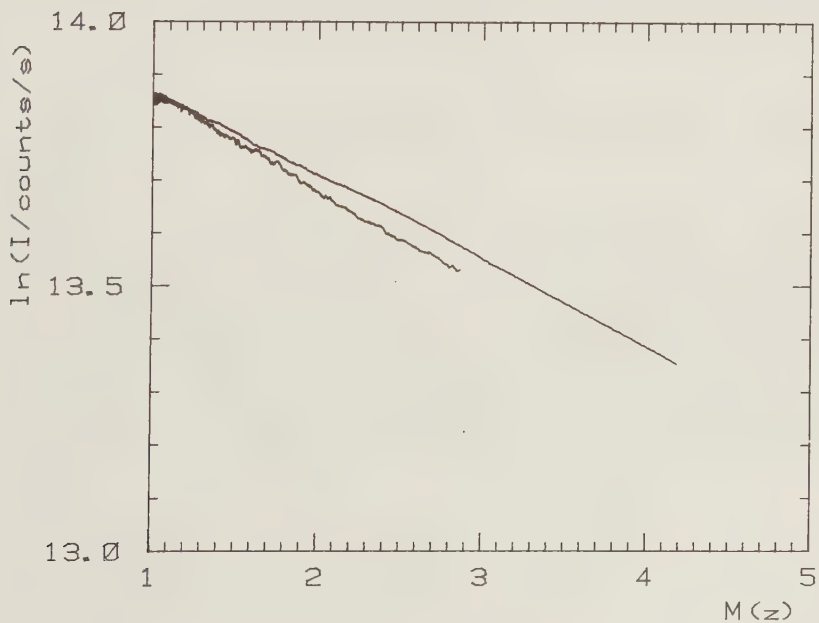


Abb. 4-5 wie Abb. 4-2. 7. Januar 1983, Spektralbereich HB

Das Studium der Diagramme 4-2 bis 4-5 zeigt jedoch, daß in der Regel 2 Effekte beobachtet werden:

1. Der Extinktionskoeffizient ist während der Vormittagsmessung offenbar systematisch kleiner als nachmittags.
2. Das mittlere Rauschen der Zählrate ist ebenfalls nachmittags höher als vormittags.

Während auf den zweiten Punkt näher in 4.3. eingegangen werden wird, sollen nachfolgend die Ursachen für Punkt 1 diskutiert werden.

Es wurden für alle Vormittage (Messungen bis zur Kulmination) und für alle Nachmittage (Messungen nach der Kulmination) die Extinktionskoeffizienten $k_\lambda = \tau_\lambda / 0.921$, welche die Schwächung der Strahlung in Größenklassen pro Luftmasse beschreiben, durch linearen Ausgleich nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt (Gl. 4-3). Ein mittlerer Extinktionskoeffizient $\bar{k}_\lambda$ wurde dann für alle Halbtage eines Spektralbereichs bestimmt, wobei die während der einzelnen Messung überstrichenen Luftmassen als Gewichtungsfaktoren fungieren

$$\bar{k}_\lambda = \frac{\sum_i k_{\lambda,i} \Delta M(z)_i}{\sum_i \Delta M(z)_i} \quad 4-4$$

(i = Anzahl der Halbtage eines Spektralbereichs). Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3 Mittlere Koeffizienten der Gesamtextinktion

Messung, Spektralbereich		$\bar{k}_{\lambda, \text{vorm.}}$	$\bar{k}_{\lambda, \text{nachm.}}$	$\bar{k}_{\lambda, \text{nachm.}} - \bar{k}_{\lambda, \text{vorm.}}$
1981	V	0.118 ± 0.019	0.177 ± 0.030	0.059
1981	Hß	0.175 ± 0.004	0.195	0.020
1983	Hß	0.171 ± 0.017	0.202 ± 0.030	0.031
1983	B	0.248 ± 0.007	0.254 ± 0.008	0.006

Bem.: 1981, Hß: nachmittags nur eine Messung (16. Dez.1981)

Mögliche Gründe für diese systematischen Differenzen sind:

1. Ermüdung des Photomultipliers
2. Variable Extinktion der Erdatmosphäre durch
 - 2.1. Richtungsabhängigkeit der Extinktion am Beobachtungsort,
 - 2.2. bodennahes Ozon,
 - 2.3. Dunst (Aerosole).

zu 1 :

Zur Überprüfung einer möglichen zeitabhängigen Drift des Photomultipliers aufgrund der hohen Zählrate bei langen Meßzeiten wurde das Extinktionsgesetz (Gl. 4-1) durch eine modifizierte Form

$$I_{\lambda} = I_{\lambda,0} e^{-\tau_{\lambda} M(z)} e^{\alpha t} \quad 4-5$$

ersetzt, wobei der Term $\exp(\alpha t)$, $\alpha = \text{konst.}$, das zeitliche Verhalten des Multipliers beschreiben soll. Mit Hilfe der multilinenaren Regression wurden die Konstanten $I_{\lambda,0}$, τ_{λ} und α für jeden Tag bestimmt. Die Ergebnisse für die Zeitkonstante α sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4 Ergebnis der Regression für $\bar{\alpha}$

Messung	$\bar{\alpha} \text{ (s}^{-1}\text{)}$
1981, V	$(-1.1 \pm 4.3) 10^{-6}$
1981, Hß	$(-2.2 \pm 1.0) 10^{-6}$
1983, Hß	$(-1.7 \pm 1.8) 10^{-6}$
1983, B	$(-1.4 \pm 4.7) 10^{-6}$

$\bar{\alpha}$ = mittleres Resultat für die Anpassung eines Tages im Spektralbereich

Während qualitativ der Verlauf des Tagesganges durch das modifizierte Extinktionsgesetz (Gl. 4-5) besser als durch Gleichung 4-1 mit einem aus Vormittags- und Nachmittagswert gewichteten mittleren Extinktionskoeffizienten darstellen läßt, was aber nur die Folge der Tatsache ist, daß in Gl. 4-5 ein Anpassungsparameter (α) mehr zur Verfügung steht, zeigt die Tabelle 4 deutlich, daß eine eindeutige systematische Ermüdung nicht feststellbar ist, da $\bar{\alpha}$ aufgrund des betragsmäßig

gleich großen Fehlers gänzlich unbestimmt bleibt. Dieses Ergebnis unterstützt ferner die im Institut durchgeführten Versuche (vgl. Seite 24 u. Abb. 2-5), welche eine hohe Stabilität des photometrischen Systems aufwiesen.

zu 2 :

Die 3 Komponenten der Gesamtextinktion der Erdatmosphäre im Wellenlängenbereich 350 nm bis 700 nm sind Rayleighstreuung an Luftmolekülen, Streuung an Dunstteilchen (Aerosole) und Ozonabsorption. Die Koeffizienten der Rayleighstreuung und der Ozonabsorption sind theoretisch gut verstanden (Hayes und Latham 1975). Der Aerosolanteil kann somit aus dem beobachteten Gesamtergebnis bestimmt werden.

Ein Beitrag zum Extinktionsgang mag durch die Richtungsabhängigkeit der Extinktion in La Silla geliefert werden. Während der Messungen am Vormittag zeigt die Blickrichtung zum Vorgebirge der Anden mit vergleichbaren Höhen ($h = 2.5$ km ü. NN) wie der Beobachtungsort. Gegen Nachmittag verläuft der Sehstrahl über den weitaus tiefer gelegenen Gebieten der Atacama - Wüste. Diese Ost-West-Abhängigkeit wird durch den Eindruck anderer Beobachter gestützt (Schlosser 1983), konnte jedoch von Tüg (1977) nicht festgestellt werden. Auf einen möglichen Temperatureinfluß der Sonnenstrahlung auf die nähere Umgebung des Beobachtungsortes soll später eingegangen werden.

Der Anteil der reinen Rayleighstreuung ist nur vom Luftdruck (Höhe des Beobachtungsortes, s. 3.) abhängig. Die mittleren Differenz der Extinktionskoeffizienten beträgt nach Tabelle 3: $\overline{\Delta k}_\lambda = 0.029$. Dies führt zu einer relativen Intensitätsänderung von 4%. Gemäß Gleichung 3-6 müßte der Luftdruck um 14% oder absolut um 140 mbar variieren, um diesen, zudem zeitlich systematischen Effekt zu erzielen. Großräumige Luftdruckänderungen und damit verbundene Änderungen des Extinktionskoeffizienten für Rayleighstreuung können nicht die Ursache dieses Effektes sein.

Die Absorption der Photonen durch Ozon erfolgt in typischen Höhen von 10 km bis 35 km. Neben jahreszeitlichen Schwankungen

treten vor allem auch starke Tagesgänge des bodennahen Ozons auf. Häufig werden in den Stunden nach Mittag Maximalwerte der Ozonabsorption gemessen (vgl. Petzold und Regener 1957). Der Extinktionsgang in V kann mit einem zeitlich variablen Extinktionskoeffizienten für das Ozon k_{Oz} mit dem einfachen linearen Ansatz $k_{Oz} = \bar{k}_{Oz}(at+b)$ gut reproduziert werden. Es wurde ein mittlerer Wert $\bar{k}_{Oz} = 0.03$ durch Vergleich mit anderen Messungen (Tüg 1977, Seidensticker 1979) angenommen. Die Koeffizienten a und b wurden jeweils für den linearen Anstieg bzw. Abfall des bodennahen Ozongehaltes in der Atmosphäre vor bzw. nach dem lokalen Mittag gemäß einem mitt-Verlauf aus den Abbildungen 30 und 31 in Petzold und Regener (1957) bestimmt.

Berücksichtigt man jedoch, daß das Absorptionsspektrum des Ozons im Wesentlichen aus der Hartley-Bande ($200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 300 \text{ nm}$), der Huggins-Bande ($320 \text{ nm} \leq \lambda \leq 360 \text{ nm}$), der Chappuis-Bande ($430 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$) mit einem ausgeprägten Maximum erst bei $\lambda \approx 600 \text{ nm}$ und einer infraroten Bande bei 3000 nm bis 6000 nm besteht (Petzold und Regener 1957, Tüg 1978), so wird deutlich, daß die Extinktionsgänge in den Messungen im Spektralbereich B ($\lambda = 446 \text{ nm}$) und H β ($\lambda = 486.1 \text{ nm}$) nicht auf den Einfluß einer variablen Ozonkonzentration zurückgeführt werden können. Der Extinktionskoeffizient für Ozon nimmt in diesen Bereichen typische Werte kleiner als 0.005 an (Tüg 1978).

Die dritte Komponente der Gesamtextinktion wird durch die Streuung des Lichtes an Staubteilchen in der Atmosphäre hervorgerufen. Diese Dunststreuung ist zeitlich und örtlich stark variabel. Tüg (1978) findet für extrem klare Nächte auf La Silla einen Staubanteil von 0.01 bis 0.02 an der Gesamtextinktion im entsprechenden Wellenlängenbereich. Nach Siedentopf und Scheffler (1965) läßt sich die Dunstextinktion k_D durch den Ansatz

$$k_D = 1.086 \beta \lambda^{-\alpha} \quad 4-6$$

darstellen, wobei die Wellenlänge λ in μm gemessen, und k_D

üblicherweise in Größenklassen pro Luftmasse angegeben wird. Der Koeffizient α ist ein Maß für die mittlere Größe der Dunstpartikel mit dem empirischen Mittelwert $\bar{\alpha} = 1.3$ und β ist ein Maß für die Stärke des Dunstes (Trübungskoeffizient). Für einen Beobachtungsort im Hochgebirge ($\beta = 0.01$) nimmt der Extinktionskoeffizient die Werte $k_D = 0.024$ ($\lambda = 550 \text{ nm}$), 0.030 ($\lambda = 490 \text{ nm}$) und 0.031 ($\lambda = 450 \text{ nm}$) an, während schon bei sehr leichter Zunahme des Dunstgehaltes ($\beta = 0.05$, Definition "sehr klar" nach Siedentopf und Scheffler 1965) die Dunstextinktion stark zunimmt: $k_D = 0.118$ ($\lambda = 550 \text{ nm}$), 0.132 ($\lambda = 490 \text{ nm}$) und 0.153 ($\lambda = 450 \text{ nm}$) (vergleiche mit Tabelle 3).

Im Licht dieser Ergebnisse läßt sich daher folgendes plausibles Bild des beobachteten Extinktionsganges gewinnen:

Die Messungen während eines Tages zeigen systematische Extinktionseffekte. Neben einer möglicherweise vorhandenen Richtungsabhängigkeit, die gut durch das qualitative Ergebnis beschrieben werden kann, daß westlich von La Silla die Extinktion höher ist als östlich, spielen vor allem zeitliche Variationen des Dunstanteils eine wesentliche Rolle. Die in der Nacht bei niedrigen Temperaturen zum Erdboden abgesunkenen Staubteilchen beginnen tagsüber bei ansteigender Temperatur - das Temperaturmaximum ist nachmittags kurz nach der Kulmination erreicht - aufgrund einsetzender konvektiver Bewegungen mit den bodennahen Luftmassen aufzusteigen. Thermikblasen lösen sich nachmittags besonders leicht von Böden mit einer wüstenähnlichen Beschaffenheit ab (Schreiber 1983). Im weiteren Verlauf des Nachmittags wird demzufolge der Sehstrahl bei sinkender Sonne und aufsteigender Dunstschicht einen immer höheren Dunstanteil durchlaufen. Ein Beispiel für die Beobachtung aufsteigender Dunstschichten während des Nachmittags findet sich bei Möller (1957, Seite 170, Fig.5): Beobachtungen an mehreren Tagen zeigen, daß die Dunstschicht systematisch morgens von einer durchschnittlichen Höhe bei 1000 m bis 1500 m gegen Nachmittag auf typische Höhen von 3000 m bis 5000 m ansteigt. Überträgt man diesen Befund auf die Verhältnisse in La Silla (Höhe :2400 m),

so läßt sich die obige Annahme bestätigen.

Eindrücke verschiedener Beobachter in La Silla bestätigen den jeweils nach einem solchen Tagesgang zu erwartenden Verlauf der Extinktion in einer Beobachtungsnacht: Reduzierte Extinktionswerte aus Messungen zu Beginn der Nacht sind, durch das langsam Einsetzen des Absinkvorganges des Staubes bei absinkenden Temperaturen, generell höher als Extinktionswerte, welche im Zeitraum zwischen Mitternacht und frühem Morgen gewonnen werden. Zu diesem Zeitpunkt ist der Staub wieder nahe am Boden konzentriert. Kaiser (1983) findet bei Messungen an Sternen in 8 von 10 Nächten, daß der Extinktionskoeffizient bei $\lambda=500$ nm zu Beginn der Nacht typischerweise um 0.03^m höher ist als gegen Ende der Nacht. Ein Hinweis auf weitere zeitliche Gänge wird auch in den Abbildungen 4-2 bis 4-4 deutlich. Der Dunstanteil scheint 1981 bei den V-Messungen höher zu sein als 1983 im Bereich B. Das Beobachtungsprotokoll weist für den entsprechenden Zeitraum 1981 einen höheren Anteil bodennaher Winde aus als im Zeitraum 1983, in dem es wesentlich windstill war. Ferner ist zu erkennen, daß neben den langfristigen und kurzfristigen Variationen innerhalb eines Tages, auch der Dunstanteil von Tag zu Tag verschieden ist. Die Messungen vom 5. Januar 1983 (Abb. 4-4) zeigen einen sehr konstanten Koeffizienten der Gesamtextinktion. Die Übereinstimmung der Vormittags- und Nachmittagswerte ist nur an diesem Tag zu beobachten. Alle anderen Tage, wie auch der 4. Januar 1983 (Abb. 4-3) zeigen den beschriebenen Gang.

Obwohl diese Ergebnisse des variablen Extinktionskoeffizienten am Rande des Reduktionsprozesses auftreten, zeigen sie, daß offenbar die bisher übliche Annahme eines konstanten mittleren Extinktionskoeffizienten zur Reduktion photometrischer Messungen aus einer Nacht nur eine erste Näherung darstellt.

4.1.3. Die Bestimmung der relativen zeitlichen Intensitätsvariationen

Das Ziel dieser Arbeit ist es, Intensitätsvariationen der Sonne auf Zeitskalen von Minuten nachzuweisen. Da diese Fluktuationen eine sehr kleine Amplitude besitzen, ist es notwendig vor der Anwendung von Verfahren zur Periodenbestimmung, großräumige Gänge aus dem Datensatz zu eliminieren, da große Signalbeiträge über ihre Nebenmaxima im Fourierraum (s. 4.4.) zu einem erhöhten Rauschanteil bei allen Frequenzen führen. Langfristige Gänge sind in den vorliegenden Zeitserien die Extinktion sowie die Variation der Intensität um die mit einem mittleren Extinktionskoeffizienten berechneten extraterrestrischen Intensitäten I_o (s.4.1.2.).

Die Elimination dieses Einflusses geschieht durch den Übergang der gemessenen Zählrate $Z(t-t_o)$, oder, entsprechend den linearen Eigenschaften des Photomultipliers, der Intensität $I(t-t_o)$ auf eine relative Intensitätsänderung der Form

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{I_M(t-t_o) - I_P(t-t_o)}{I_P(t-t_o)} \quad 4-7$$

durch ein gleitendes Mittel mit parabolischen Gewichten. Das Intervall erstreckt sich über $N = 125$ Werte, welches einem Zeitraum von 20.8 Minuten entspricht. $I_M(t-t_o)$ ist die gemessene Zählrate zu dem Zeitpunkt, welcher sich genau in der Intervallmitte befindet und $I_P(t-t_o)$ ist der Wert des an 125 Punkte im Intervall angepaßten Polynoms 2. Ordnung, welches nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt wurde, ebenfalls für den Zeitpunkt t_M in Intervallmitte. Die Folge dieses Glättungsprozesses ist jedoch, daß die ersten und letzten 10 Minuten der Messung, entsprechend 3% der durchschnittlichen Gesamtmeßzeit eines Tages, nicht ausgewertet werden.

Ein typischer Verlauf der Zeitserie relativer Intensitäten ist für den 6. Januar 1983 (Abb. 4-6) dargestellt. Die Abbildung zeigt einen glatten, einem weißen Rauschen ähnlichen Verlauf, mit einigen quasiperiodischen Schwankungen und einer

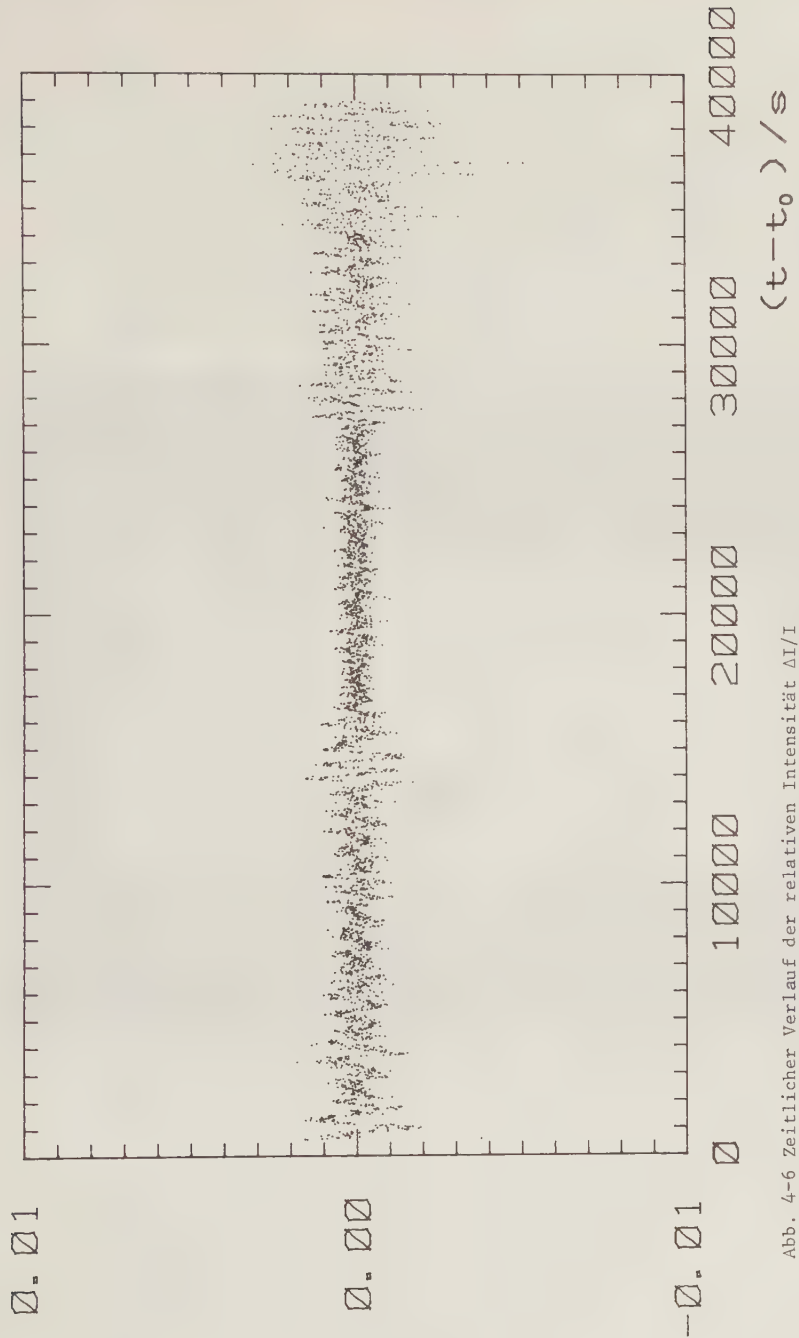


Abb. 4-6 Zeitlicher Verlauf der relativen Intensität $\Delta I/I$
am 6. Januar 1983

leichten Zunahme des Signals gegen Ende der Messung (s.4.1.2.). Das allgemeine Verhalten dieses Verlaufs soll später im Zusammenhang mit den Luftdruckmessungen diskutiert werden.

Innerhalb eines Zeitintervalls über insgesamt 11 Stunden Meßdauer ($620 \text{ s} \leq t-t_0 \leq 38980 \text{ s}$, $N = 3837$ Werte, $\Delta t = 10\text{s}$) erhält man aus Abb. 4-6 einen mittleren Fehler der Einzelmessung (vgl. Gl. 2-1) $\sigma = (\Delta I/I)_{\text{rms}} = 6 \cdot 10^{-4}$.

In den Teilbereichen, die während der Kulmination gemessen wurden, wird der Fehler geringer. Im Bereich $620 \text{ s} \leq t-t_0 \leq 27200 \text{ s}$ findet man $\sigma = 4.4 \cdot 10^{-4}$ und im Bereich $16000 \text{ s} \leq t-t_0 \leq 27200 \text{ s}$ ist $\sigma = 2.9 \cdot 10^{-4}$.

Die über 10 s integrierte mittlere Zählrate liefert einen statistischen Fehler gemäß der Poissonverteilung der Größe $\sigma_p = 2 \cdot 10^{-4}$.

Dies zeigt, daß während guter atmosphärischer Verhältnisse unter realen Bedingungen das photometrische System mindestens über 3 Stunden einen rein statistisch bestimmten Fehler aufweist. Die hohe Stabilität des Systems kann somit bestätigt werden (s. 2., sowie Tüg und Schmidt-Kaler 1982).

Transparenzschwankungen über größere Zeiträume, sowie gegen Ende der Messung führen zu einem beobachteten Fehler, der um einen Faktor 2 bis 3 über dem theoretisch zu erwartenden Wert liegt. Die systematische Zunahme des Rauschens am Nachmittag wird auch an anderen Tagen beobachtet (vgl. Abb. 4-2 bis 4-5). Als Beispiel gelten der 31.Dez.1982: vormittags ist $\sigma = 5 \cdot 10^{-4} = 2.5\sigma_p$, nachmittags hingegen ist $\sigma = 10^{-3} = 5\sigma_p$. Am 4.Jan.1983 ist vormittags $\sigma = 6.4 \cdot 10^{-6}$, entsprechend $3.2\sigma_p$, nachmittags $\sigma = 10^{-3} = 5\sigma_p$.

4.2. Die Messungen des Luftdrucks

Die Registrierungen des zeitlichen Verlaufs des Luftdrucks mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Mikrobarographen des Instrumentenamt des Deutschen Wetterdienstes wurden ebenfalls in Bochum ausgewertet.

Eine Kopie eines Originalmeßstreifens (7.Jan.1983) ist als Beispiel in Abb. 4-7 dargestellt.

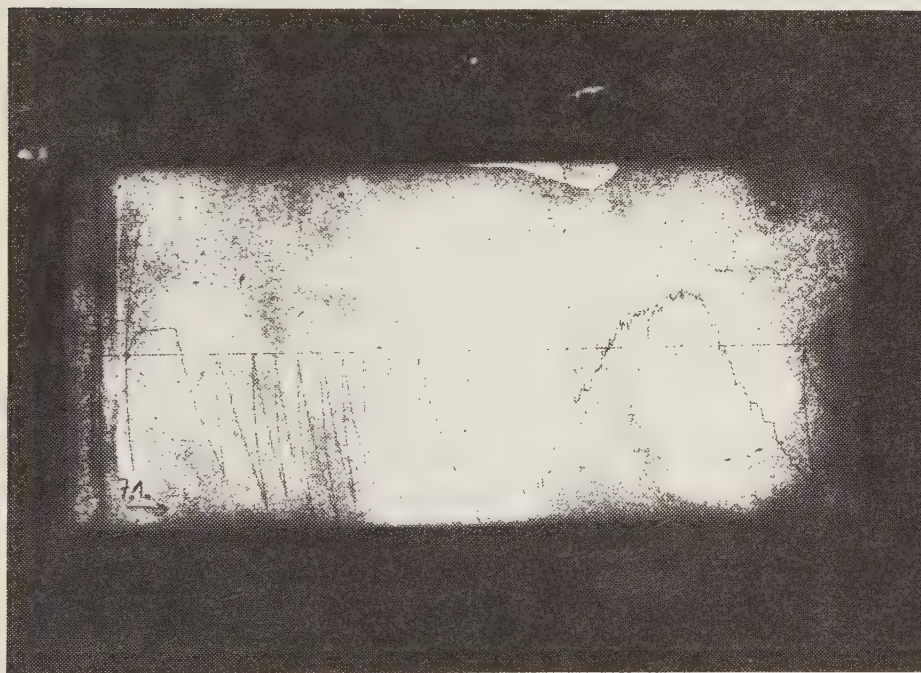


Abb. 4-7 Luftdruckmessung vom 7.Jan.1983. Die Meßzeit betrug 11^h,
die maximale Auslenkung in Ordinatenrichtung ist 2.2 mbar.

Kleine Variationen werden von einem großräumigen Gang überlagert. Die glatten kreisbogenförmigen Segmente sind die Spur der Registrierfeder, welche sich bei Druckausgleich durch Öffnen des Ventils, $|\Delta p/p| > 1$ mbar, in die Mittellage zurückbewegt (s.3.). Auf die Ursache dieses Ganges wird in 4.2.4. eingegangen werden. Das Ziel der folgenden Reduktions-

schritte ist es, die zeitlichen Verläufe der Luftdruckschwankungen mit den simultanen Sonnenmessungen (s. Tab.2) zu vergleichen. Zu diesem Zweck. werden die analog registrierten Luftdruckschwankungen zunächst digitalisiert, so daß die Messungen als Zeitserien mit einem konstanten Stichprobenabstand vorliegen. Ein Vergleich mit den digital erfaßten Messungen der Sonnenintensität kann so quantitativ sehr einfach erfolgen.

4.2.1. Digitalisierung

Von den Originalmeßstreifen wurden zunächst photographische Vergrößerungen im Maßstab 1.68:1 hergestellt. Ein sorgfältiger Vergleich von mindestens 5 ausgewählten Strecken unterschiedlicher Länge und Orientierung in verschiedenen Bereichen des Originals mit den entsprechenden Strecken auf der Vergrößerung diente zur Überprüfung der Konstanz des Maßstabes. Ein systematischer Maßstabsfehler konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden.

Die Vergrößerungen wurden anschließend mit Hilfe eines FORTRAN-Programms auf dem HP 9872A-Plotter des Rechners digitalisiert. Hierzu wurde zunächst in der Federhalterung eine kleine Lupe befestigt. Das Programm führt zu einem konstanten Vorschub ($\Delta x = 0.4 \text{ mm}$) der Feder in x-Richtung, welche der Zeitachse der Registrierung entspricht. Die Lupe wurde nach jedem Schritt manuell in y-Richtung sehr genau auf die Meßkurve geführt. Anschließend wurde dann dieser Punkt im Koordinatensystem des Plotters $(x_p, y_p)_i$ durch Knopfdruck gespeichert. Das Programm rechnet anschließend den in sogenannten Plottereinheiten (Genauigkeit $25 \mu\text{m}$) gespeicherten Wert mit einer vor der Messung bestimmten Kalibration in mm-Einheiten um.

4.2.2. Entzerrung der digitalisierten Meßkurve

Die ursprünglich analog erfaßte Luftdruckregistrierung liegt nach dem letzten Reduktionsschritt in einem rechtwinkligem Raster der Wertepaare (x_p, y_p) vor. Die Messung erfolgte aufgrund der Konstruktion des Gerätes auf Kreisbögen mit einem Radius R , welcher der Länge des Zeigerarms des Mikrobarographen entspricht (s. Abb. 3-5). Die wahre relative Luftdruckänderung ist demnach nicht durch die Strecke y_p , sondern durch die Bogenlänge s gegeben (vgl. mit Abb. 4-8).

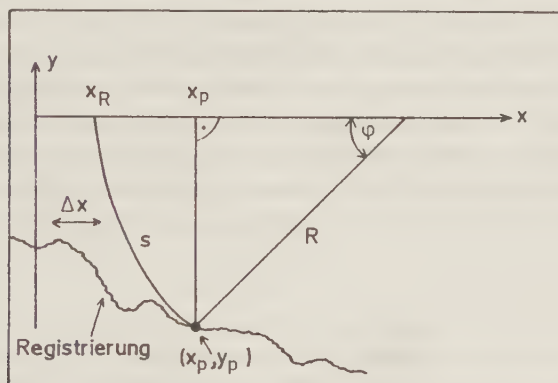


Abb. 4-8 Koordinatentransformation zur Entzerrung der Luftdruckmessungen

Aus der Geometrie folgt weiter, daß der konstante Digitalisierungsschritt $\Delta x = 0.40 \text{ mm}$ keinem konstanten Zeitschritt Δt entspricht. Mit Hilfe einfacher geometrischer Beziehungen (Abb. 4-8) kann die digitalisierte Meßkurve entzerrt werden. Mit

$$x_R = x_p - \frac{|y_p|}{\tan(90^\circ - |\phi|)} + R \left(\frac{1}{\cos(\phi)} - 1 \right) \quad 4-8$$

und

$$y_R = 2\pi R\phi/360^\circ, \quad \phi = \arcsin(y_p/R) \quad 4-9$$

wobei $R = 183 \text{ mm}$ die Länge des Zeigerarms bedeutet, kann jeder Punkt (x_p, y_p) in das entzerrte System (x_R, y_R) überführt werden.

4.2.3. Kalibration

Die rektifizierten Meßwerte werden im folgenden Schritt weiter aufbereitet. Wie aus der Abbildung 4-7 deutlich wird, sind die Registrierungen des Luftdrucks durch den Druckausgleich bei Überschreiten der Druckdifferenz ($|\Delta p| > 1 \text{ mbar}$) unterbrochen (glatte Kreisbögen in Abb. 4-7). Es werden daher zunächst die Segmente zwischen den einzelnen Druckausgleichen aneinandergefügt, so daß sich ein kontinuierlicher Kurvenverlauf ergibt. Die der Zeitachse entsprechende x_R -Achse wird in eine relative Zeitachse der Form

$$\Delta t = \frac{x_R}{\Delta x} \Delta t_L - (t_O^S - t_O^L) \quad 4-10$$

ungeformt. Hierbei beschreibt x_R den rektifizierten x -Wert des Meßpunktes, Δx die Länge der Registrierung in mm, Δt_L die Länge der Registrierung in Sekunden und t_O^S bzw. t_O^L ist der Zeitpunkt (UT) des ersten Meßwertes der Sonnenmessung (S) bzw. der Luftdruckmessung (L) des entsprechenden Tages (vgl. Tab. 2). Somit kann jeder x -Koordinate der Luftdruckmessung die entsprechende Sonnenmessung zugeordnet werden.

Aus dieser Transformation können rechnerisch die Zeitpunkte bestimmt werden, zu denen jeweils der Druckausgleich erfolgte. Da diese Zeitpunkte auch während der Messung protokolliert wurden, stehen somit neben den Zeitpunkten von Beginn und Ende der Messung weitere unabhängige Zeitmarken zur Verfügung. Mit ihrer Hilfe läßt sich die Genauigkeit der Datenerfassung und der Koordinatentransformation kontrollieren.

Durch einen Vergleich der beobachteten mit nachträglich rechnerisch ermittelten Zeitmarken ergibt sich für alle Tage

im Mittel eine Unsicherheit von $\sigma = \pm 30$ s. Dieser Wert wird im Wesentlichen durch die Ablesegenauigkeit während der Digitalisierung durch die endliche Strichbreite der Registrierkurve (± 0.2 mm) bestimmt.

Aufgrund des Digitalisierungsprozesses und der krummlinigen Registrierung besitzen die ursprünglich mit $\Delta x_p = \text{konst.}$ erfassten Meßwerte nach der Entzerrung keinen äquidistanten Zeitabstand, ihr maximaler Abstand beträgt 53 s. Zur Vereinfachung nachfolgender Reduktionsschritte (s.4.4.) wurden daher alle Werte linear auf den äquidistanten Abstand $\Delta t = 60$ s interpoliert.

Die rektifizierten Werte y_p werden in Druckeinheiten mbar umgerechnet. Die Kalibration des Mikrobarographen in Hamburg vor und nach der Meßperiode ergab, daß eine vertikale Auslenkung von 40 mm einer Druckdifferenz von 1.1 mbar entspricht. Somit kann jeder y-Wert in eine Größe $\Delta p = p(t) - p(t_0)$ überführt werden, wobei $p(t_0)$ den ersten Meßwert zu Beginn der Messung beschreibt.

4.2.4. Die Temperaturabhängigkeit der Luftdruckmessung

Als Beispiel für einen Datensatz nach diesen geschilderten Reduktionsschritten ist die Messung des 7. Jan. 1983 in Abb. 4-9 dargestellt. Neben kleinen Schwankungen mit Amplituden $\Delta p < 10^{-3}$ mbar fällt besonders ein großer Gang auf, der sich durch einen Druckabfall während der ersten 6 Stunden um etwa 11 mbar und einen anschließenden leichten Anstieg sowie einen erneuten Abfall gegen Ende der Messung manifestiert. Zum Vergleich ist in Abb. 4-9 die Temperatur T^* , die am Ventil des Mikrobarographen gemessen wurde, als Funktion der Zeit aufgetragen (Symbol +). Dem Druckabfall entspricht ein Temperaturanstieg um etwa 5° C. Die maximale Temperatur tritt eine Stunde vor dem Druckminimum auf. Im Mittel aller Tage erhält man $|\Delta p_{\min}| = (12.7 \pm 2.4)$ mbar, $|\Delta T_{\max}^*| = (5.4 \pm 1.1)^\circ$ C und $t(\Delta T_{\max}^*) - t(\Delta p_{\min}) = -1.1 \pm 0.3$ h.

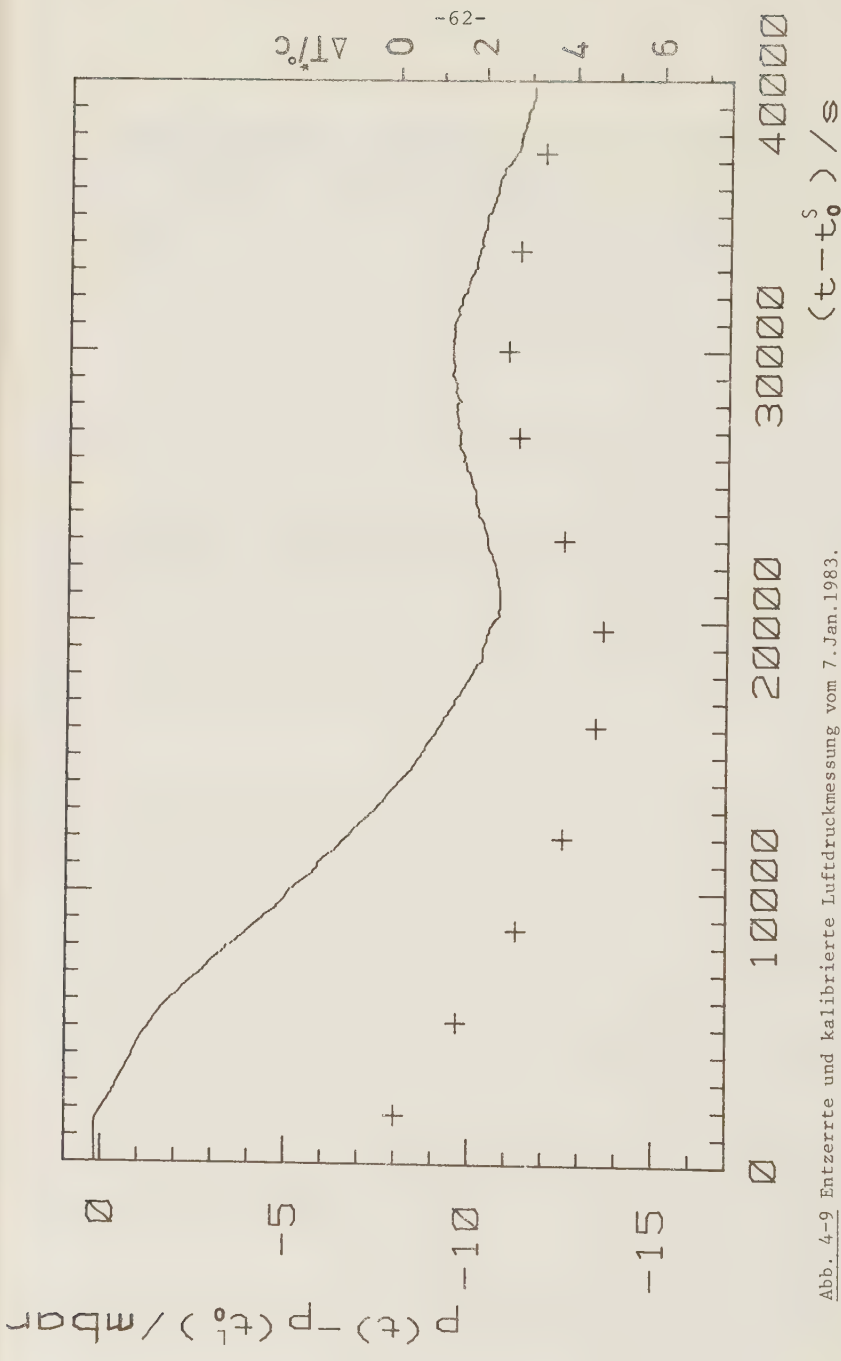


Abb. 4-9 Entzerre und kalibrierte Luftdruckmessung vom 7. Jan. 1983.
 Vergleiche mit Abb. 4-7. Zeitlicher Verlauf der Temperatur,
 gemessen am Barographenventil: Symbol +, rechte Ordinate.

Der Grund für dieses Verhalten, welches nahezu identisch an allen Tagen beobachtet wird, liegt in dem Einfluß der Temperatur des Mikrobarographen auf die Druckmessung. Die Temperaturabhängigkeit des Druckes bei konstantem Volumen im Kessel des Mikrobarographen wird mit Hilfe der Gesetze von Boyle-Mariotte und Gay-Lussac (s. z.B. Bergmann und Schäfer 1969) durch die Gleichung

$$p_T = p_O (1 + \alpha T^*) \quad 4-11$$

mit dem Ausdehnungskoeffizienten $\alpha = 0.003675 \text{ grad}^{-1}$ beschrieben. Eine Temperaturänderung um 5°C führt zu einer Druckänderung um 1.8% oder 18 mbar bei Normalbedingungen. Im Mittel aller Tage erhält man aufgrund der beobachteten Temperaturfluktuationen $\Delta p_{\min}^{\text{beob}} / \Delta p_{\min}^{\text{theor.}} = 0.65 \pm 0.10$, was kleiner als 1 ist, da der Druckkessel von einer Wärmeisolierung umgeben ist, sodaß das außen gemessene Temperaturmaximum durch die schlechte Leitung im Inneren einen niedrigeren Wert annimmt.

Der zeitliche Verlauf und die Verschiebung des Maximums von Druck und Temperatur entsprechen gut den Beobachtungen des Deutschen Wetterdienstes, daß der Barograph auf Zeitskalen größer als 30 Minuten auf Temperaturfluktuationen reagiert. Auch die Richtung der Druckänderung entspricht der Temperaturvariation. Der Luftdruck (Außendruck) und der Innendruck im Kessel werden zum Zeitpunkt t durch die Größen p_a und p_i beschrieben; bei $t = t_0$ gelte $p_a = p_i$. Durch Temperaturerhöhung geht nun im Inneren des Kessels der Druck p_i über in $p'_i = p_i (1 + \alpha T^*) > p_i$. Diese Temperaturerhöhung hat jedoch auf den Druck der Luft in der geöffneten Kuppel wegen $V \neq \text{konst.}$ keinen Einfluß. Sieht man von meteorologisch bedingten großräumigen Druckschwankungen ab, so gilt bei höherer Temperatur des Kessels zu diesem späteren Zeitpunkt: $p'_i > p_a$. Da das Gerät Änderungen des Außendrucks bezüglich des Innendrucks aufzeichnet, wird gegenüber der Größe $p_a - p_i = 0$ zum Zeitpunkt t_0 jetzt der Werte $p_a - p'_i < 0$ registriert, ein Verlauf welcher sehr gut mit der Beobachtung übereinstimmt.

4.2.5. Fehler der Luftdruckmessung

Der Vergleich signifikanter Maxima im Leistungsspektrum simultaner Luftdruck- und Intensitätsmessungen (Kap.5.) erfordert die Kenntnis des Fehlers σ_v , mit der ein Frequenzwert bestimmt wird. Während die Sonnenintensitätsmessungen entsprechend einer Zeitserie mit äquidistanten Meßpunkten, eine Unsicherheit in der Frequenzbestimmung besitzen, die durch die Länge der Zeitserie $T_{\max} = N\Delta t$ gegeben ist (s.4.4.), ist die Luftdruckmessung durch die Übertragung der analogen Meßkurve in diskrete digitale Meßpunkte mit einem Fehler ϵ in der Zeitbestimmung zusätzlich zur spektralen Auflösung $\Delta v_n = 1/T_{\max}$ behaftet. Während der Digitalisierung einer Meßkurve wird eine Periode T_0 , welche durch den Abstand zwischen zwei Zeitmarken t_n und t_m definiert ist, im Mittel als Periode $T = T_0 \pm \epsilon$ registriert, wobei ϵ der Fehler der Einzelmessung ist. Gemäß dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung folgt somit eine Ungenauigkeit in der Frequenzbestimmung für diese Periode zu $\sigma_v = \pm \epsilon / T_0^2$ mit $\epsilon = 30$ s (s.4.2.3.). In der Gesamtmeßzeit $T_{\max} = T' = N\Delta t$, wobei N die Zahl der diskreten Meßpunkte und Δt den konstanten Zeitabstand zwischen zwei Punkten beschreibt, seien n Perioden der Länge T_0 enthalten. Der mittlere Fehler eines Frequenzwertes ist daher bei der Analyse der gesamten Zeitserie T' durch

$$\sigma_{v,m} = \sigma_v / \sqrt{n} \quad \text{mit} \quad n = N\Delta t / T_0$$

gegeben. Unter Verwendung der spektralen Auflösung einer Zeitserie $\Delta v_n = (N\Delta t)^{-1}$ folgt somit

$$\sigma_{v,m} = \frac{\pm \epsilon v^2}{\sqrt{v / \Delta v_n}} \quad 4-12$$

Dieser Fehler ist in seiner Natur zufällig, da durch das vertikale Verschieben der Lupe jeder einzelne erfaßte Meßpunkt die mittlere Ungenauigkeit $\pm \epsilon$ besitzt.

Ein systematischer Fehler in der Zeitbestimmung kann durch Unregelmäßigkeiten in der Trommelführung auftreten. Durch Vergleich der protokollierten Anfangs- und Endzeiten einer Druckmessung und der Zeitpunkte des Druckausgleichs als unabhängige Zeitmarken mit den nach der Digitalisierung und Transformation rechnerisch bestimmten Zeitmarken (s. 4.2.3.) konnte kein signifikanter Fehler festgestellt werden.

Der Fehler in der Bestimmung der Amplitude des Luftdrucks ist durch systematische (Eichung) und zufällige (Digitalisierung) Fehler bestimmt. Die Kalibration des Druckes besitzt einen Fehler von 0.07 mbar, ist aber unkritisch, da nur relative Druckänderungen betrachtet werden. Systematische Fehler durch mögliches Restspiel des Zeigergestänges sind sehr gering und entsprechen höchstens der Größe des zufälligen Fehlers.

Dieser wird durch die Positionierungsungenauigkeit der Meßlupe während der Digitalisierung bestimmt und beträgt maximal $\pm 0.2 \text{ mm}$ entsprechend $3 \cdot 10^{-6}$ pro Punkt. Der mittlere Fehler $\sigma_{p,m}$ einer relativen Druckamplitude $\Delta p/p$ bei einer Frequenz ν beträgt demnach

$$\sigma_{p,m} = 3 \cdot 10^{-6} / \sqrt{T/\Delta t}$$

wobei T die Gesamtmeßzeit in Sekunden und Δt der mittlere Abstand der digitalisierten Meßpunkte ($< 53 \text{ s}$) ist.

4.2.6. Die Zeitserien der relativen Druckvariationen

Das Ziel der Reduktion der Luftdruckmessungen ist es, kurzperiodische Schwankungen zu studieren und mit simultanen Intensitätsmessungen der Sonne zu vergleichen.

Zu diesem Zweck wurden zunächst die Zeitserien (vgl. Abb. 4-9) in absolute Druckwerte überführt. Der absolute Betrag des ersten Meßwertes p_0 konnte aufgrund der relativen Meßeigenschaften des Gerätes nicht registriert werden. Aus Aufzeich-

zeichnungen in La Serena und Cerro Tololo kann im Mittel der Wert $p_0 = (1000 \pm 10)$ mbar angenommen werden. Der Maximalfehler von 1% geht systematisch in alle Amplituden ein.

Anschließend wurden die Messungen in relative Amplituden überführt (vgl. 4.1.3., Gl. 4-7). Das gleitende Intervall erstreckt sich über $N = 21$ Datenpunkte, entsprechend 21 Minuten. Somit sind langfristige Gänge aus den Datensätzen eliminiert worden.

4.3. Vergleich der Sonnenintensitätsmessungen mit den Messungen des Luftdrucks

Die aus den geschilderten Reduktionsschritten hervorgegangenen Datensätze $\Delta I/I = f(t-t_0)$ und $\Delta p/p = f(t-t_0)$ liegen nun für jeden Meßtag der zweiten Periode vor (vgl. Kap.3., Tab.2), und gestatten bereits vor der Frequenzanalyse einen Vergleich.

Ein typisches Beispiel ist in den Abbildungen 4-10 und 4-11 dargestellt. Man sieht deutlich, daß die Zunahme des Rauschens der Intensitätsmessung (s.4.1.2., 4.1.3.) am Nachmittag offenbar mit einem ähnlichen Verhalten der Luftdruckwerte zusammenhängt. Dieses kann auch an anderen Tagen beobachtet werden.

Um diesen Zusammenhang näher zu studieren, wurde jeder Tag in Intervalle von 2 Stunden Länge unterteilt und der lineare Regressionskoeffizient R (Gl. 4-13) zwischen den beiden Datensätzen bestimmt. Jeweils 120 Meßwerte der Luftdruckvariation wurden mit 120 Intensitätswerten an den Stellen $t = t_i$ verglichen. Nach Bevington (1969) gilt für den linearen Koeffizienten R als Maß für die Korrelation:

$$R = \frac{N \sum_i x_i y_i - \sum_i x_i \sum_i y_i}{\sqrt{\{N \sum_i x_i^2 - (\sum_i x_i)^2\} \{N \sum_i y_i^2 - (\sum_i y_i)^2\}}} \quad 4-13$$

wobei x_i und y_i die relativen Amplituden des Luftdrucks und der Intensität zum Zeitpunkt t_i beschreiben.

Am 10.Jan.1983 wurde nachmittags ein besonders starker Anstieg beider Amplituden beobachtet (Abb. 4-11). Der Korrelationskoeffizient beträgt für diesen Zeitbereich nach Gl. 4-13 $R = -0.36$. Um den Grad der Korrelation abzuschätzen, vergleicht man dieses Ergebnis mit dem Wert, den die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(|R|, N)$ für zwei völlig unkorrelierte, gaußverteilte Populationen annimmt. Aus der Extrapolation der Figur C-3 bei Bevington (1969) folgt, daß die Wahrscheinlichkeit, daß zwei völlig zufällig verteilte Datensätze mit

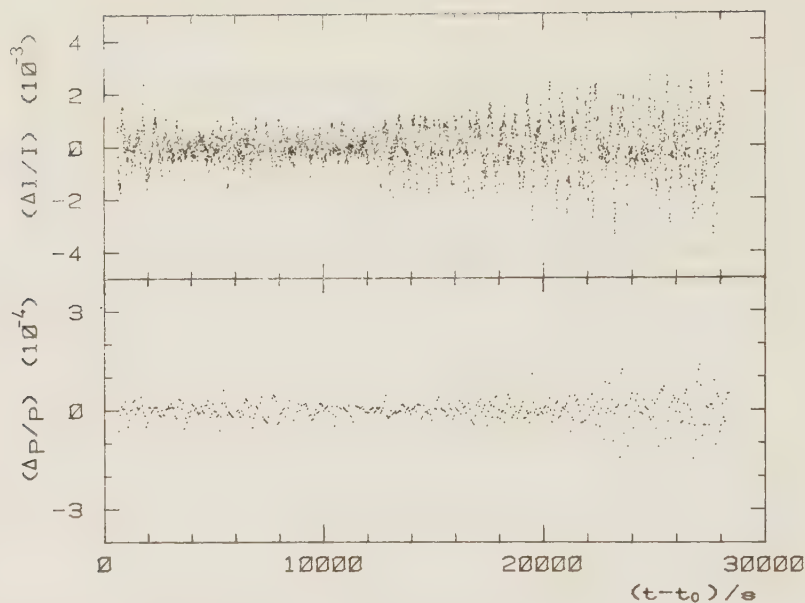


Abb. 4-10 Zeitlicher Verlauf der relativen Intensität (oben) und des Luftdrucks (unten) am 31. Dez. 1982

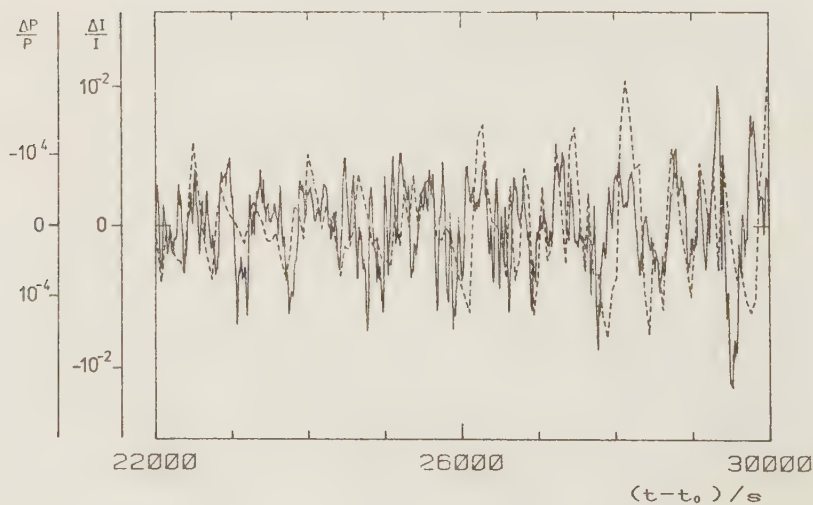


Abb. 4-11 Ausschnitt des zeitlichen Verlaufs der relativen Intensität (—) und des Luftdrucks (---) am 10. Jan. 1983

N = 120 Punkten den Korrelationskoeffizienten $|R| = 0.36$ besitzen, kleiner als 0.001 ist.

Dieser Vergleich zeigt, daß Luftdruck und Intensität in Abb. 4-11 sehr signifikant korreliert sind.

Auch das Vorzeichen von R (Antikorrelation) entspricht den Erwartungen (vgl. Kap.3.), da eine Zunahme des Luftdrucks wegen des höheren Extinktionskoeffizienten zu einer Abnahme der Intensität führt. Auch gegen Ende der Messung am 6.Jan.1983 wird ein Korrelationskoeffizient $R = -0.28$ beobachtet. Nach Bevington (1969) ist $P(0.28, 120) < 1\%$.

Leider trifft dieses schöne Ergebnis nicht generell auf alle Tage bzw. auf alle 2-Stunden-Intervalle zu. In der Regel ist $|R| < 0.23$ (2.5σ), am 3. und 4.Jan.1983 wird in einem Teilbereich sogar $R \geq +0.29$ beobachtet. Diese Ergebnisse sind Hinweise auf zeitlich variierende Phasenverschiebungen zwischen Luftdruck- und Intensitätsvariationen, sowie auf zunehmende Fluktuationen der Intensität am Nachmittag, die nicht oder nur in geringem Maße simultan in den Luftdruckmessungen beobachtet werden. Der Grund liegt offenbar in einer zunehmenden und variablen Dunstextinktion der Erdatmosphäre mit ihrem Einfluß auf die Intensitätsmessungen in diesem Zeitraum (s.4.1.2.).

Ein zusätzlicher Effekt wird durch die am Nachmittag vorwiegend im Westen vom Boden aufsteigenden und absinkenden Thermikblasen und den damit verknüpften Luftdruckvariationen liegen. Diese Bewegung wird von dem Teleskop erfaßt, während der isotrop registrierende Mikrobarograph nur lokale Druckvariationen zu erfassen gestattet.

Aus den Abbildungen 4-10 und 4-11 ist zudem ersichtlich, daß die mittlere Amplitude der relativen Luftdruckvariation $\Delta p/p$ deutlich kleiner ist als die gleichzeitig registrierte Intensitätsänderung. Aus allen Tagen folgt im Mittel $\Delta p/p \approx (1/60)(\Delta I/I)$, während die Abschätzung (s.3.) relative Variationen der gleichen Größenordnung ergab.

Der Beitrag des Strahlungsdruckes der Sonne und seiner Variationen auf den Luftdruck der Erdatmosphäre ist auszuschließen, wie folgende Abschätzung zeigt:

Im Wellenlängenbereich $\Delta\lambda = 10^3$ nm bei $\lambda = 500$ nm werden, ausgehend von der Sonne als schwarzer Strahler, in der Entfernung der Erde $N = 5 \cdot 10^{17}$ Photonen/cm²·s empfangen. Der gesamte Strahlungsdruck der Photonen ist damit durch $P_s = 2nh\nu = 2Nh/\lambda \approx 10^{-7}$ mbar gegeben und ist um Größenordnungen zu niedrig, um die beobachteten Variationen zu erklären.

Eine einfachere Möglichkeit, den Verstärkungsfaktor 60 zu erklären, ist die durch die Wellen hervorgerufene Druckvariation in großen Höhen, welche wiederum mit Temperaturschwankungen verknüpft ist. Finden diese Schwankungen in der Nähe des Taupunktes von Wasser statt, so ist auf kurzen Zeitskalen ($\tau < 20$ Minuten) eine Kondensation von Wasserdampf an Staubpartikeln zu erwarten, welche somit einen zusätzlichen Extinktionsbeitrag durch Streuung liefern, während zusätzliche Staubbildung innerhalb kurzer Zeitskalen auszuschließen ist.

Aus den geschilderten Ergebnissen wird zusammenfassend deutlich, daß generell ein Einfluß der Luftdruckvariation auf die Messung der Sonnenintensität besteht. Signifikante Korrelationen konnten gefunden werden. Eine derartige simultane Messung ist in dieser Form bislang nicht durchgeführt worden.

Für die weitere Reduktion wird ein wichtiges Ergebnis sichtbar: Der systematische Beitrag des Luftdrucks sollte nicht zu einer, ursprünglich geplanten, Modifikation des Extinktionskoeffizienten für jeden Zeitpunkt der Intensitätsmessung herangezogen werden. Neben dem Faktor 60 in der Amplitude ist es vor allem das zeitlich variable Phasenverhalten zwischen diesen beiden Zeitserien, welches über den, für jeden Zeitpunkt zu modifizierenden Extinktionskoeffizienten zu nachträglich induzierten Intensitätsschwankungen führen kann. Signifikante Scheinperioden nichtsolaren Ursprungs können dann nicht ausgeschlossen werden.

Aus diesem Grund wird der Beitrag des Luftdrucks auf die Sonnenintensitätsmessung allein durch den Vergleich ihrer wichtigsten Eigenschaft, gemeinsam auftretende signifikante Frequenzen, studiert (vgl. Kap.5.).

4.4. Frequenzanalyse

4.4.1. Die diskrete Fouriertransformation

Die Bestimmung von sinusoidalen oder quasi-sinusoidalen Variationen in den gemessenen Zeitserien erfolgt mit den in astronomischen Problemen dieser Art üblichen Methoden der Fourier-Analyse.

Die Fouriertransformierte $F(v)$ eines endlichen Datensatzes mit N diskreten Meßpunkten ist definiert als

$$F(v) = \sum_{n=0}^{N-1} f(t_n) e^{-2\pi i v n \Delta t} \Delta t \quad 4-14$$

wobei $f(t_n)$ die Amplitude der beobachteten Zeitserie zum Zeitpunkt $t_n = n\Delta t$ und Δt den Abstand zweier gemessener Meßpunkte sowie v die Frequenz bedeuten (Bracewell 1965, Brault und White 1971, Bendat und Piersol 1971, Deeming 1975, Bloomfield 1976).

In der Praxis (s.Kap.5.) wurde für jede Frequenz v_j ($j = 0, 1, \dots$) die quadrierte Fourieramplitude

$$P(v_j) = \frac{1}{N} \left[\left(\sum_i f(t_i) \cos(2\pi v_j t_i) \right)^2 + \left(\sum_i f(t_i) \sin(2\pi v_j t_i) \right)^2 \right] \quad 4-15$$

berechnet (Der Summationsindex i läuft von 1 bis N). Das Programm, welches mittels 4-15 sowohl auf Zeitserien mit äquidistantem Abstand Δt , als auch auf nichtäquidistante Intervalle angewendet werden kann, wurde freundlicherweise von T.J.Kreidl, Arizona, zur Verfügung gestellt.

Die Bedeutung von P kann leicht klar gemacht werden:

Die spektrale Dichte $G(v_j)$, als Abschätzung für die gemessene Amplitude in einem Leistungsspektrum ist definiert durch

$$G(v_j) = \frac{2(\Delta t)}{T} \left[\left(\sum_i f(t_i) \cos(2\pi v_j t_i) \right)^2 + \left(\sum_i f(t_i) \sin(2\pi v_j t_i) \right)^2 \right] \quad 4-16$$

(vgl. Bendat und Piersol 1971). Durch Vergleich mit Gl. 4-15 folgt somit

$$G(v_j) = 2 P(v_j) (\Delta v_n)^{-1} \quad 4-17$$

wobei $\Delta v_n = 1/N\Delta t$ das unabhängige Frequenzintervall, also die spektrale Auflösung der Zeitserie darstellt.

Die Einheit der spektralen Leistungsdichte ist demnach durch das Quadrat der gemessenen Amplitude der Serie im Zeitraum pro unabhängiges Frequenzintervall $(\Delta I/I)^2 / \Delta v_n$ gegeben.

Im theoretischen Idealfall einer periodischen kontinuierlichen Funktion gilt:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(v) e^{2\pi i v t} dv \quad 4-18$$

wobei $F(v)$ die Fouriertransformierte bedeutet.

Mit $f(t) = \exp(2\pi i v_0 t)$ folgt somit:

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} F(v) e^{2\pi i (v-v_0) t} dv \quad 4-19$$

Im Fourierraum gilt dann:

$$F(v) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i (v-v_0) t} dt = \delta(v-v_0) \quad 4-20$$

d.h., man findet unendlich scharfe und hohe Maxima bei der beobachteten Frequenz $v=v_0$.

In der Praxis hingegen treten zwei Effekte auf, die bei der Interpretation von Leistungsspektren berücksichtigt werden müssen, um Fehlinterpretationen auszuschließen.

Diese Effekte sind durch die endliche Länge des Datenzuges und durch den diskreten Abstand der Meßpunkte gegeben:

Der diskrete Abstand Δt führt zu einer minimalen Periode, $T_{\min} = 2\Delta t$, die überhaupt untersucht werden kann (Samplingtheorem). Die entsprechende Frequenz $\nu_{Ny} = (2\Delta t)^{-1}$ (Nyquistfrequenz) beträgt bei den Messungen der Sonnenintensität $\nu_{Ny} = 1/20 \text{ s} = 50 \text{ mHz}$ und bei den Messungen des Luftdrucks $\nu_{Ny} = 1/120 \text{ s} = 8.3 \text{ mHz}$, sie liegt also weit oberhalb der erwarteten Variationen im 5 Minutenbereich (3.3 mHz), sodaß keine störenden Effekte durch sogenanntes Aliasing zu erwarten sind. Aliasing wird durch die Interferenz der in einem Datensatz auftretenden wahren Frequenz ν_0 mit den Frequenzen ν' hervorgerufen. Letztere entstammen dem sogenannten Spektralfenster, d.h. der Fouriertransformierten der zeitlichen Struktur des Datenfensters. Im einfachsten Fall eines konstanten Stichprobenabstandes treten demnach im Fourierraum interferierende Maxima an den Stellen $\nu = 2\nu' n \pm \nu_0$ auf ($n = 1, 2, \dots$) (Deeming 1975), wobei das Spektralfenster die Frequenz $\nu' = \nu_{Ny}$ beiträgt. Die Identifikation von Maxima ist daher nur im Frequenzbereich $0 \leq \nu \leq \nu_{Ny}$ eindeutig.

Die zweite Einschränkung, die in der Praxis auftritt, resultiert aus der endlichen Länge des untersuchten Datenzuges. Die theoretisch scharfen Maxima (Gl.4-20) verbreitern sich gemäß der Beziehung

$$\delta(\nu) = \int_{-T/2}^{T/2} e^{2\pi i \nu t} dt = T \frac{\sin(\pi \nu T)}{\pi \nu T} \quad 4-21$$

zu endlich breiten Maxima der Halbwertsbreite $1/T$ mit symmetrisch zu $\nu = \nu_0$ angeordneten Nebenmaxima (vgl. Abb.4-13). Liegen die Daten mit dicht aufeinanderfolgenden Frequenzen vor, so erschweren die endliche Breite und die Nebenmaxima die sichere Frequenzidentifikation. Eine grobe Abschätzung, entsprechend dem Rayleigh-Kriterium zur Trennung zweier Punktquellen zeigt, daß die Maxima einen minimalen Abstand $\Delta \nu = 1/T$ besitzen müssen, um sicher getrennt zu werden. Empirische Untersuchungen liefern als untere Grenze $\Delta \nu = 1.5/T$ (Loumos und Deeming 1978).

Während die Breite des Hauptmaximums durch die Länge der Messung gegeben ist, kann der störende Einfluß der Nebenmaxima ("Leakage" - Effekt) deutlich reduziert werden : Ein endlicher periodischer Datenzug mit der Frequenz ν_0 kann als Faltung eines unendlichen periodischen Datenzuges mit einem endlichen Datenfenster beschrieben werden. Das Datenfenster der vorliegenden Messungen ist eine einfache Kastenfunktion der Form (vgl. Abb. 4-12)

$$y(t) = \begin{cases} 0: & t < t_1, \quad t > t_2 \\ 1: & \text{sonst} \end{cases}$$

wobei t_1 und t_2 den zeitlichen Anfangs- und Endpunkt der Messung beschreiben. Nach dem Faltungstheorem (vgl. Bracewell 1965) besteht die Fouriertransformierte des gemessenen endlichen Datenzuges aus dem Produkt der Fouriertransformierten des unendlichen Datenzuges (ein scharfes Maximum bei $\nu = \nu_0$) mit der Fouriertransformierten der kastenförmigen Fensterfunktion.

Letztere ist die sinc-Funktion $T \sin(\pi \nu T) / \pi \nu T$, vergleiche mit Abb. 4-13), was zum Auftreten der Nebenmaxima führt. Die Unterdrückung des "Leakage"-Effektes erfolgt nun, indem ein besseres Datenfenster gewählt wird, in dem Sinne, daß der unstetige Übergang von 0 auf 1 und umgekehrt an den Rändern des Kastenfensters durch eine geeignete Gewichtsfunktion geglättet wird.

Eine übliche Apodisierung des Datensatzes ist die Anwendung der sogenannten "Hanning-Operation". Nach Bloomfield (1976) beschreibt die Funktion

$$K(\nu) = J(\nu) e^{i(N-1)\pi\nu} \quad 4-22$$

eine Verschiebung des Nullpunktes der Zeitachse in die Mitte des Datenzuges (Länge: N Punkte), wobei

$$J(\nu) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f(t_n) e^{-2\pi i \nu n \Delta t} \quad 4-23$$

die diskrete Fouriertransformierte der Zeitserie $f(t_n)$ ist.

Die Definition der Hanning-Operation ist:

$$K_H = \frac{1}{4} K(\omega - \frac{2\pi}{N}) + \frac{1}{2} K(\omega) + \frac{1}{4} K(\omega + \frac{2\pi}{N}) \quad 4-24$$

mit $\omega = 2\pi\nu$.

Eine periodische Funktion mit der Frequenz ω_0 der Form $f(t) = \exp(i\omega_0 t)$ führt für $N \gg 1$ und $\omega \neq \omega_0$ zu

$$K(\omega) = \exp\{i\omega_0(N-1)/2\} \frac{\sin\{N(\omega_0 - \omega)/2\}}{N \sin\{(\omega_0 - \omega)/2\}} \quad 4-25$$

und

$$K_H(\omega) = \frac{-\pi^2}{2N^3} \exp\{i\omega_0(N-1)/2\} \sin\{N(\omega_0 - \omega)/2\} \times \\ \times \frac{\cos^2\{(\omega_0 - \omega)/2\}}{\sin^3\{(\omega_0 - \omega)/2\}} \quad 4-26$$

Der "Leakage"-Effekt der kastenförmigen Fensterfunktion (Gl. 4-25) wird mittels der Hanning-Operation (Gl. 4-26) signifikant reduziert, wie ein Vergleich beider Beziehungen zeigt. Der Term N^{-3} in Gl. 4-26 dämpft K_H bei langen Zeitserien stärker als N^{-1} in Gleichung 4-25. Ferner fällt der Ausdruck $\{\sin(\omega_0 - \omega)/2\}^{-3}$ wie $|\omega_0 - \omega|^{-3}$ schneller ab als $|\omega_0 - \omega|^{-1}$, somit vermindert sich der "Leakage"-Effekt in 4-26 schneller als in 4-25, wenn man sich mit ω von ω_0 entfernt.

Für eine beliebige Zeitserie $f(t)$ gilt unter Verwendung der Gleichungen 4-22 und 4-24

$$K_H(\omega) = \frac{1}{2N} \exp\{i\omega(N-1)/2\} \sum_{n=0}^{N-1} f(t_n) \exp(-i\omega n \Delta t) (1 - \cos\{\frac{2\pi}{N}(n+0.5)\}) \quad 4-27$$

Die Summe in Gl. 4-27 (vergleiche mit Gl. 4-22 und 4-23) ist

$$J_H(\omega) = \exp\{-i\omega(N-1)/2\} K_H(\omega) \quad 4-28$$

Die Gleichung für J_H (4-28) ist die Fouriertransformation der Zeitserie

$$g(t_n) = \frac{1}{2} f(t_n) \{1 - \cos(\frac{2\pi}{N}\{n + 0.5\})\} \quad 4-29$$

(s. Gl. 4-23). Diese Beziehung stellt die ursprüngliche Zeitserie $f(t)$, versehen mit einer cosinus-förmigen Gewichtsfunktion dar. Diese Apodisierung des ursprünglich kastenförmigen Datenfensters führt zu einer weichen Approximierung und somit zur gewünschten Reduktion des "Leakage"-Effektes.

In der Praxis empfiehlt es sich, eine Teilung der Gewichtsfunktion vorzunehmen ("split cosine bell"), indem nur die ersten und letzten m Meßwerte gewichtet werden, während der Hauptteil der Daten unverändert bleibt.

Die vorliegenden Messungen wurden daher mit der Gewichtsfunktion

$$W_n = \begin{cases} 0.5\{1 - \cos(\frac{\pi}{m}\{n + 0.5\})\} & n = 0, \dots, m-1 \\ 1 & n = m, \dots, N-m-1 \\ 0.5\{1 - \cos(\frac{\pi}{m}\{N-n-0.5\})\} & n = N-m, \dots, N-1 \end{cases} \quad 4-30$$

multipliziert. Die Anzahl der ersten und letzten Randpunkte wurden zu $2m/N = 20\%$ gewählt (Blackman und Tukey 1959, Bendat und Piersol 1971). Der Verlauf der cosinus-Glockenfunktion (20%) als Gewichtsfunktion sowie, zum Vergleich, der Kastenfunktion, ist in Abb. 4-12, die resultierende Amplitudenverteilung eines Maximums im Fourierraum ist in Abb. 4-13 und 4-14 dargestellt.

Wegen der Wichtung der Meßwerte wird der Beitrag der $2m$ Randpunkte mit den Gewichten zwischen 0 und 1 zu einer Verminderung der Amplituden im Leistungsspektrum führen. Dieser Korrekturfaktor wird durch den Vergleich der Flächen unter der Kastenfunktion und der Gewichtsfunktion abgeschätzt und nimmt für $2m/N = 20\%$ den Wert 0.875 an (Bendat und Piersol 1971).

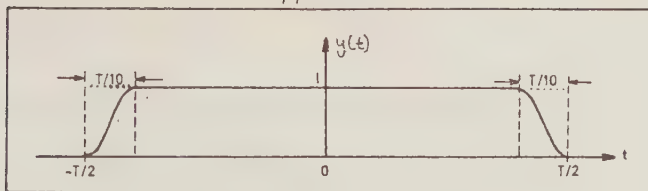


Abb. 4-12 Kastenförmiges Datenfenster (···) und Cosinus-Glocke (—).
20% der Daten zu Beginn und Ende der Messung wurden apodisiert.

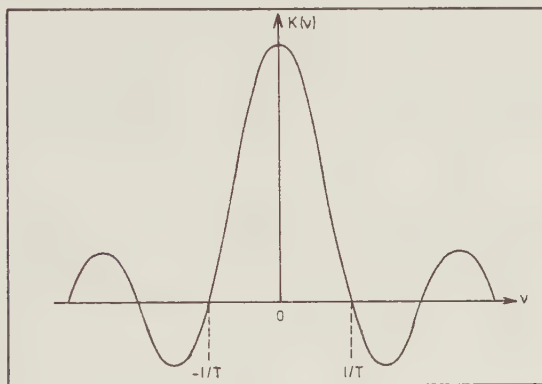


Abb. 4-13 Fouriertransformierte des kastenförmigen Datenfensters

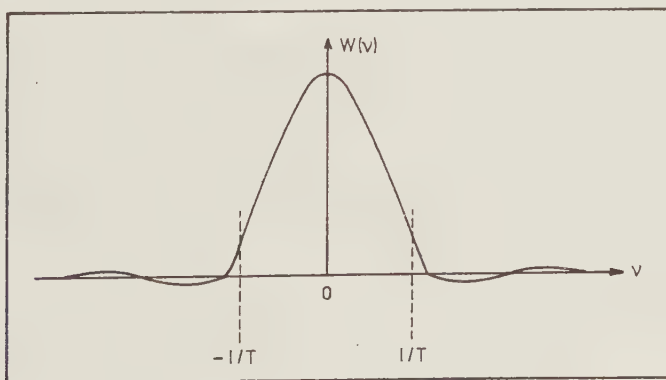


Abb. 4-14 Fouriertransformierte des apodisierten Datenfensters (20%)

4.4.2. Signifikanz relativer Maxima im Leistungsspektrum

Eine sichere Identifikation von Signalkomponenten in einem gemessenen Datensatz, welche in der Fourier-Analyse durch das Aufsuchen von Spitzen in der frequenzabhängigen Amplitudenverteilung erfolgt, ist nur dann gewährleistet, wenn es gelingt, eine eindeutige Aussage über die Signifikanz dieser relativen Maxima zu machen.

In der Literatur wird darüber sehr häufig hinweggegangen. Allerdings erübrigt sich diese Betrachtung für den Fall der Geschwindigkeitssoszillationen im 5 Minuten-Bereich, da diese ein sehr hohes S/N-Verhältnis besitzen (vgl. Abb. 1-2 und 1-3 und Fig. 1 bei Claverie et al. 1979), sodaß die Schwingungen bereits ohne Schwierigkeiten mit bloßem Auge in den gemessenen Zeitserien zu erkennen sind. Dies ist bei den sehr geringen Helligkeitsfluktuationen nicht der Fall.

In Abwesenheit eines Signals, also im Fall des reinen weißen Rauschens, ist die gemessene Leistung bei einer Frequenz im Fourierraum gemäß einer χ^2 -Verteilung mit 2 Freiheitsgraden verteilt. Nicht so gut bekannt hingegen sind Verteilungen, die aus Beobachtungen resultieren, welche neben dem Rauschanteil einen Signalanteil kleiner Amplitude besitzen. Groth (1975) hat sich diesem Problem gewidmet und berechnete eine Verteilungsfunktion, die angibt, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß aus einem Datensatz, der sowohl Signal- als auch Rauschanteile enthält, im Fourierraum bei einer Frequenz ein Maximum bestimmter Höhe allein durch zufälliges Rauschen erreicht wird.

Die Verteilung hat die Form

$$f_n(P, P_s) = 1 - \exp(-(P + P_s)) \sum_{mk} P^k P_s^m (k!m!)^{-1} \quad 4-31$$

wobei der erste Summationsindex m von 0 bis ∞ , der zweite Index k von 0 bis $k = m+n-1$ läuft. P und P_s sind die in Einheiten des mittleren Rauschniveaus gemessenen Werte

für die Gesamtleistung P (Signal + Rauschen) sowie für die Signalleistung allein (P_s); f_n ist die Wahrscheinlichkeit, daß die beobachtete Gesamtleistung zwischen 0 und P liegt. Die Anzahl der zusammengefaßten unabhängigen Frequenzintervalle wird durch n beschrieben. Es zeigt sich, daß für kleine Werte P , P_s und insbesondere für kleine Werte n die Verteilung 4-31 signifikant von der üblicherweise angenommenen Normalverteilung abweicht; während sie dieser sonst ähnlich ist (Groth 1975). Ein Hinweis somit auf die Notwendigkeit, diese Verteilung zu benutzen. Die Signifikanzniveaus 95%, 99% und 99,9% werden wie folgt bestimmt:

Die Gleichung 4-31 wird iterativ ausgewertet, indem mit $n = 1$ die obere Grenze des Summationsindex m durch einen endlichen Wert $m_{\max}$ ersetzt wird. Die Reihe konvergiert sehr rasch für $m_{\max} > P$, P_s . Läßt man P_s asymptotisch gegen null gehen, so liefert 4-31 durch Iteration Konfidenzniveaus $f_1(P, P_s \rightarrow 0)$ für verschiedene Werte von P . Man erhält mit $m_{\max} = 20$ und $P_s = 10^{-9}$: $f_1(3, P_s) = 0.95021$, $f_1(4.61, P_s) = 0.99005$ und $f_1(6.91, P_s) = 0.99900$.

Diese Ergebnisse können an einem Beispiel verdeutlicht werden:

Im Leistungsspektrum werde ein relatives Maximum gefunden, welches in Einheiten der mittleren Rauschleistung den Wert 4.61 besitzen möge. Der Vergleich mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung 4-31 zeigt, daß im Grenzfall des reinen Rauschens, d.h. der Signalanteil P_s verschwindet, die Wahrscheinlichkeit, daß ein relatives Maximum dieser Höhe allein durch Rauschen erzeugt wird, $1 - f_1(4.61, P_s) = 1\%$ beträgt.

Auf die Bestimmung des mittleren Rauschniveaus wird näher in 5.2.2. eingegangen werden. Ein Vergleich mit den Punkten, ausgedrückt als Standardabweichung vom Mittelwert, bei denen die Normalverteilung vergleichbare Wahrscheinlichkeiten besitzt, liefert für die Konfidenzniveaus eines Signals das Ergebnis: $f_n = 0.95021 = 1.65\sigma$, $f_1 = 0.99005 = 2.33\sigma$ und $f_n = 0.99900 = 3.09\sigma$.

5. Ergebnisse

Die apodisierten Zeitserien (s.4.4.) wurden mit Hilfe der Gleichung 4-15 in den Frequenzraum transformiert. Diese klassische Form der diskreten Fouriertransformation wurde rechner-spezifischen Algorithmen der sogenannten Fast Fourier Transformation (FFT, s. Cooley und Tukey 1965) aus mehreren Gründen vorgezogen. Die Schrittweite Δv zwischen zwei Fourieramplituden ist beliebig klein wählbar. Somit kann jedes Maximum sehr fein abgetastet werden, was zu einem glatteren Verlauf führt als Berechnungen an den Stellen $\Delta v = j/N\Delta t$ ($j = 0, 1, 2, \dots$). Bei FFT-Algorithmen kann der Abtastungsschritt Δv durch das Anhängen von N' zusätzlichen äquidistanten Meßwerten mit der Amplitude $f(t_{\frac{1}{2}})=0$ verringert werden. Dies führt jedoch leicht zu Speicherproblemen, da stets der gesamte Datensatz im Kernspeicher vorhanden sein muß. Ein weiterer praktischer Vorteil bei der Verwendung von 4-15 ist im vorliegenden Fall durch die Möglichkeit gegeben, Zeitserien verschiedener Tage aneinanderzuhängen, ohne die nicht gemessenen Zwischenräume während der Nacht mit äquidistanten Werten ($f(t_{\frac{1}{2}})=0$) aufzufüllen (Deeming 1975), was wiederum Speicherprobleme unterdrückt. Nachteilig ist hingegen eine höhere Rechenzeit, die bei dieser Methode in Kauf genommen werden muß.

5.1. Leistungsspektren im Bereich $0 \text{ MHz} \leq \nu \leq \nu_{Ny}$

Die Abbildung 5-1 zeigt, stellvertretend für andere Tage, das Leistungsspektrum des 6. Jan. 1983 (Spektralbereich B), welches für den Frequenzbereich zwischen 0 MHz und 50 MHz (Nyquistfrequenz) mit einer Schrittweite von 50 μHz berechnet wurde. Die spektrale Auflösung ist 26 μHz . Der Abfall der Amplitude in dem Bereich zwischen 0 MHz und 1.6 MHz und das scheinbare Maximum bei 1.6 MHz, entsprechend (21 Minuten)/2, kommt durch den Übergang des gemessenen Signals auf relative Amplituden (Gl. 4-7) zustande. Diese Gleichung besitzt im Fourierraum die Wirkung eines Hochpaßfilters, welcher alle Perioden auf Zeitskalen $\tau \geq 21$ Minuten unterdrückt. Der diesem Leistungsspektrum zugrunde liegende Datensatz erstreckt sich über den Zeitraum $620 \text{ s} \leq t - t_0 \leq 38980 \text{ s}$ (vgl. Abb. 4-6). Man erkennt deutlich einen Anstieg der Leistung im Bereich $\nu < 25 \text{ MHz}$, während im Bereich $25 \text{ MHz} \leq \nu \leq 50 \text{ MHz}$ ein weißes Rauschen zu beobachten ist. Die mittlere Leistungsamplitude in diesem Bereich beträgt $\langle P \rangle = 1.2 \cdot 10^{-11} / \Delta \nu_n$ mit einer spektralen Auflösung von $\Delta \nu_n = 26 \mu\text{Hz}$.

Die Analyse eines im Rechner erzeugten Datensatzes, welcher aus einem zeitlich konstanten Signal besteht, dessen Amplitude um $f(t) = \text{konstant}$ mit $\sigma = 2 \cdot 10^{-4}$ gaußverteilt ist, liefert mit $N = 3837$ Punkten einen zu erwartenden Fehler des Mittelwertes $\sigma_m = \sigma / \sqrt{N} = 3.2 \cdot 10^{-6}$, welcher unter Berücksichtigung der Apodisierung (s.4.4.) zu einem mittleren Rauschniveau von $1.1 \cdot 10^{-11} / \Delta \nu_n$ führt, in guter Übereinstimmung mit Abb. 5-1.

Dieser Vergleich zeigt, daß im Bereich oberhalb 25 MHz die beobachtete Variation der Zählrate einem reinen, weißen Rauschen entspricht. Aus $\langle P \rangle = 1.2 \cdot 10^{-11} / \Delta \nu_n$ in Abb. 5-1 folgt ein mittlerer Fehler des Einzelwertes von $\sigma_e = 2 \cdot 10^{-4}$, entsprechend dem statistischen Fehler der mittleren Zählrate integriert über 10 Sekunden (s.Tab.1.).

Im Bereich $\nu < 25 \text{ MHz}$ ist ein frequenzabhängiger Anstieg der Leistung zu beobachten. Dieses war qualitativ zu erwarten,

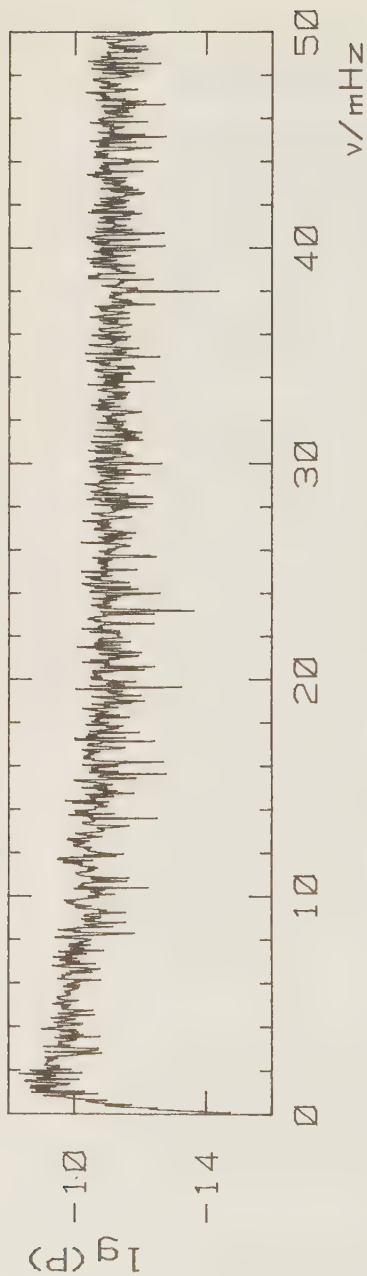


Abb. 5-1 Logarithmisches Leistungsspektrum der Sonnenintensitätsmessungen vom 6. Jan. 1983.

$\text{Dim}(P) = (\Delta I/I)^2 / \Delta \nu$, $\Delta \nu_n = 26 \mu\text{Hz}$. Ausgewerteter Bereich der Messung: $620 \text{ s} \leq t - t_0 \leq 38980 \text{ s}$, $N = 3837$ Punkte.

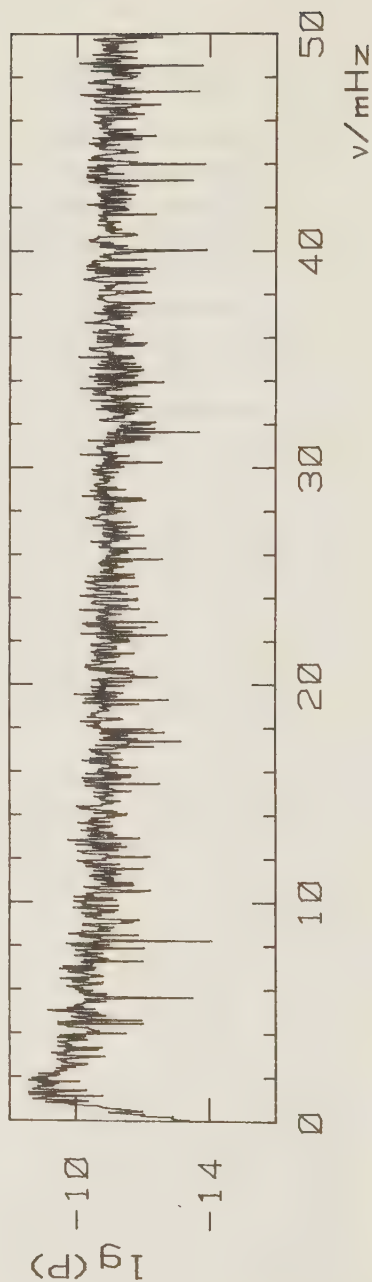


Abb. 5-2 wie Abb. 5-1, $\Delta \nu_n = 38 \mu\text{Hz}$. Ausgewerteter Bereich der Messung: $620 \text{ s} \leq t - t_0 \leq 27200 \text{ s}$, $N = 2659$ Punkte.

da bereits das mittlere Schwankungsquadrat der gemessenen Zählraten in diesem Datensatz $\sigma = 6 \cdot 10^{-4}$ lieferte (vgl. 4.1.3.), was um einen Faktor 3 höher als der theoretische Minimalfehler ist. Dieser rosé-förmige Anstieg reduziert sich deutlich, wenn nur Teibereiche untersucht werden, welche die systematisch höheren Signalschwankungen am Nachmittag (s. 4.1.2.) ausspart.

Die Abbildung 5-2 zeigt wiederum die transformierten Zählraten vom 6.Jan.1983; diesmal wurde der Bereich $620 \text{ s} \leq t-t_0 \leq 27200 \text{ s}$ ausgewertet. Die Schrittweite betrug $50 \text{ } \mu\text{Hz}$, die spektrale Auflösung ist $38 \text{ } \mu\text{Hz}$. Das Spektrum ist diesmal oberhalb der Frequenz $\nu \approx 16 \text{ mHz}$ flach. In diesem Bereich findet man $\langle P \rangle = 1.5 \cdot 10^{-11} / \Delta \nu_n$, der erwartete Fehler des Mittelwertes beträgt $\sigma_m = 4 \cdot 10^{-6}$, was mit dem statistischen Wert $2 \cdot 10^{-4} / \sqrt{2659} = 4 \cdot 10^{-6}$ gut übereinstimmt. Der über den gesamten Meßbereich ermittelte tatsächliche Fehler des Einzelwertes ist $\sigma = 4 \cdot 10^{-4}$, um 30% geringer, als in dem Datensatz, der in Abb. 5-1 zugrunde lag.

Die Fourier-Analyse der simultan gemessenen Luftdruckvariationen des 6.Jan.1983 wurde für die gleichen Zeitbereiche wie die entsprechenden Intensitätsmessungen durchgeführt. Die Abbildung 5-3 (vgl. mit 5-1) ist das Leistungsspektrum des Luftdrucks ($660 \text{ s} \leq t-t_0 \leq 39120 \text{ s}$), welches im Bereich $0 \text{ mHz} \leq \nu \leq 10 \text{ mHz}$ mit einer Schrittweite von $20 \text{ } \mu\text{Hz}$ berechnet wurde. Die spektrale Auflösung ist $\Delta \nu_n = 26 \text{ } \mu\text{Hz}$, die Nyquistfrequenz beträgt 8.3 mHz (s.4.4.).

Auch hier ist ein deutlicher Leistungsanstieg, neben dem Effekt des Hochpaßfilters, zu beobachten, wenn man von hohen zu niedrigen Frequenzen übergeht. Das Spektrum ist oberhalb $\nu \approx 3.5 \text{ mHz}$ flach.

Eine Beschränkung auf den Zeitbereich $660 \text{ s} \leq t-t_0 \leq 27240 \text{ s}$, entsprechend der simultanen Intensitätsmessung (Abb. 5-2) liefert als Ergebnis das in Abb. 5-4 dargestellte Spektrum. Das Leistungsspektrum ist jetzt flach oberhalb $\nu \approx 2 \text{ mHz}$ bis 2.5 mHz .

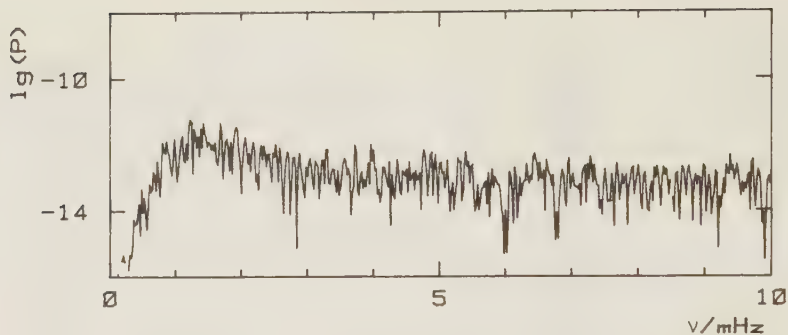


Abb. 5-3 Logarithmisches Leistungsspektrum der Luftdruckmessungen vom 6. Jan. 1983. $\text{Dim}(P) = (\Delta p/p)^2 / \Delta v_n$, $\Delta v_n = 26 \mu\text{Hz}$. Ausgewerteter Bereich: $660 \text{ s} \leq t - t_0 \leq 39120 \text{ s}$, $N = 642$ Punkte.

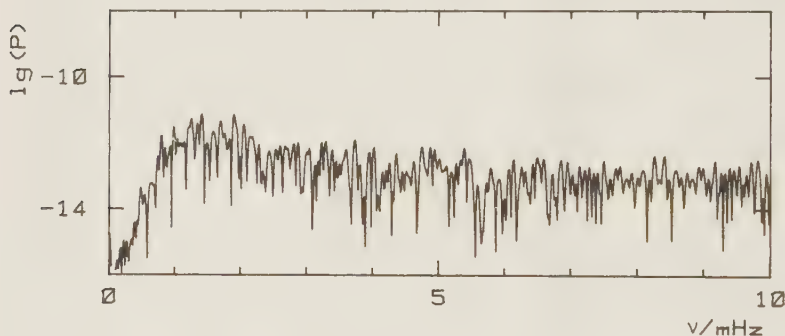


Abb. 5-4 wie Abb. 5-3, $\Delta v_n = 38 \mu\text{Hz}$. Ausgewerteter Bereich: $660 \text{ s} \leq t - t_0 \leq 27240 \text{ s}$, $N = 444$ Punkte.

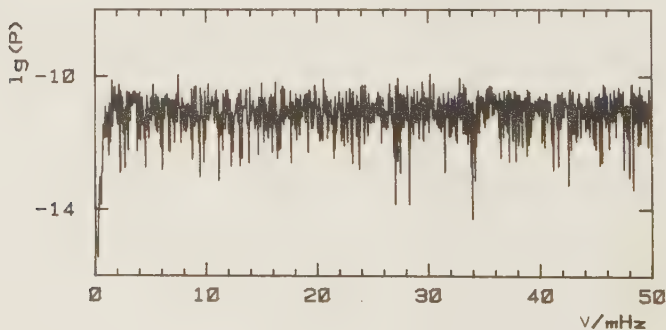


Abb. 5-5 Logarithmisches Leistungsspektrum des Detektortests (s. Kap. 2., Abb. 2-4 und 2-5). $\text{Dim}(P) = (\Delta I/I)^2 / \Delta v_n$, $\Delta v_n = 44 \mu\text{Hz}$. $N = 2293$ Punkte, vgl. mit Abb. 5-1 u. 5-2).

Zum Vergleich wurde das zeitliche Verhalten des photometrischen Detektorsystems untersucht. Die Fourier-Analyse des in Abb. 2-5 dargestellten Verlaufes der Zählrate als Funktion der Zeit ($N = 2293$ Punkte) wurde mit einer Schrittweite von $50 \mu\text{Hz}$ im Bereich zwischen 0 MHz und 50 MHz mittels Gl. 4-15 durchgeführt. Die Abbildung 5-5 zeigt ein frequenzunabhängiges, weißes Rauschen mit einem Leistungsabfall bei $\nu \rightarrow 0 \text{ MHz}$ wegen des Hochpaßfilters. Das mittlere Rauschniveau beträgt $\langle P \rangle = 2 \cdot 10^{-11} / \Delta \nu_n$. Der daraus resultierende Fehler des Einzelwertes ist $\sigma_e = 2 \cdot 10^{-4}$ in Übereinstimmung mit dem beobachteten mittleren Schwankungsquadrat $\sigma = (\Delta I/I)_{\text{rms}} = 2 \cdot 10^{-4}$, und dem statistischen Fehler integriert über 10 Sekunden (vgl. Kap.2.).

Der Vergleich der Abbildungen 5-1 mit 5-3, 5-2 mit 5-4 und 5-1 bis 5-4 mit 5-5 führt zusammen mit vergleichbaren Ergebnissen an allen anderen Tagen zu den Schlußfolgerungen:

In den Zeitserien der Intensitätsvariationen wird bei langen Perioden ein Leistungshub festgestellt, welcher nicht durch instrumentelle Ursachen erklärt werden kann (Abb. 5-5). Dieser Signalbeitrag kann durch ein quasi-periodisches breitbandiges Spektrum solaren Ursprungs begründet werden, was sich auch in Geschwindigkeitsmessungen (vgl. Fig.3 bei Grec et al. 1980) und extraterrestrischen Messungen (vgl. Fig.3 bei Woodard und Hudson 1983) manifestiert.

Der Hauptbeitrag wird jedoch durch die Erdatmosphäre geliefert. Der erfolglose Versuch, Intensitätssoszillationen sonnenähnlicher Sterne zu messen (s.Kap.1.), liefert eine Leistungsspektrum mit einem generellen Signalanstieg bei vergleichsweise langen Perioden (Isserstedt und Deubner 1983). Dieser Anstieg war bei jenen Messungen zu erwarten, da das Leistungsspektrum bei erdgebundenen Sternmessungen hauptsächlich durch das zeitliche Verhalten von Seeing und Scintillation (typ. Durchmesser: $1''$ bis $2''$) bestimmt ist. Dieser Einfluß wird aber bei der Beobachtung der gesamten Sonnenscheibe (Fläche $\approx (1600'')^2$) mit dem Beugungsteleskop unterdrückt (s.Kap.2.). Es müssen daher andere Ursachen zugrunde liegen.

Der beobachtete Leistungshub (Abb. 5-1) kann neben dem Einfluß eines zeitlich variablen Dunstanteils auf die Messungen am Nachmittag (s. 4.1.2., Abb. 5-2) vor allem auf Variationen des Luftdrucks zurückgeführt werden. Dies zeigt sich im Anstieg bei langen Perioden in den entsprechenden Leistungsspektren der simultan registrierten Luftdruckvariationen (Abb. 5-3 und 5-4). Die Ursachen sind periodische Luftdruckvariationen im Leegebiet von Gebirgen (s. Seite 35) und konvektive Bewegungen (s. Seite 52 und 69). Ein ähnliches Verhalten wurde bereits von Gossard (1960) beobachtet.

Werden die zeitlichen Teilbereiche der Zeitserien, die sich durch systematisch höhere Amplituden am Nachmittag eines Beobachtungstages manifestieren ausgespart (s. 4.1.2., 4.3. und Abb. 4-6, 4-10, 4-11), so kann der langperiodische Signalbeitrag in den Leistungsspektren der Intensitäts- und Luftdruckmessungen deutlich reduziert werden (Abb. 5-2 und 5-4).

Der übereinstimmende Verlauf der Intensitäts- und Luftdruckmessungen im Frequenzraum für $\nu \leq 2.5$ mHz zeigt, daß für diese Frequenzen (die entsprechenden Perioden sind $T \geq 6.7$ Minuten) einzelne signifikante Maxima im Leistungsspektrum der Intensitätsmessungen nicht mehr sicher zu identifizieren sind (s. 5.2.1. und 5.2.2.).

Die folgende Analyse beschränkt sich daher auf die zeitlichen Bereiche der gemessenen Zeitserien, die durch Aussparung der systematisch beeinflussten Nachmittagswerte definiert sind, falls die zeitlichen Verläufe der Zählrate ein systematisches Ansteigen der Amplitude anzeigen. Diese kürzeren Datensätze (vgl. Tab. 5) führen zwar zu einer etwas geringeren spektralen Auflösung, jedoch ist die mittlere Rauschamplitude im Leistungsspektrum durch die Größe $\langle P \rangle = \sigma_e^2 / N$ definiert, so daß insgesamt wegen des quadratischen Terms, $\langle P \rangle$ sensibler auf σ_e als auf N reagiert.

Grundlage der folgenden Frequenzanalyse sind daher die in Tabelle 5 aufgeführten Datensätze.

Tabelle 5

Zeitreihen für die Frequenzanalyse

1. Beobachtungsperiode

Messung	Spektralbereich	$\Delta(t-t_0)/s$
1981 Dez. 7	V	640, 26990
11	V	640, 31740
12	V	640, 31740
13	V	640, 17990
14	V	640, 15990
15	V	640, 12990
16	Hß	640, 28140
17	Hß	640, 20340

2. Beobachtungsperiode

Intensitätsmessungen			Luftdruckmessungen
Messung	Spektralbereich	$\Delta(t-t_0)/s$	$\Delta(t-t_0)/s$
1982 Dez. 31	B	640, 12990	660, 12960
1983 Jan. 3	B	640, 11990	660, 11940
4	B	640, 18490	660, 18480
5	B	640, 38940	660, 38940
6	B	640, 27190	660, 27180
7	Hß	640, 13990	660, 13980
8	Hß	640, 11440	660, 10880
10	Hß	640, 16990	660, 16980
11	Hß	870, 24520	-

Bem.: Die Zeitmarke $\Delta(t-t_0)$ wird bezüglich des ersten Meßwertes der Intensitätsmessung des jeweiligen Tages in UT bestimmt (vgl. mit Tab.2).

Die Gesamtlänge der ausgewerteten Bereiche beträgt:

1981,V: T = 37^h1, 1981, Hß: T = 13^h1, 1983, B: T = 29^h6,

1983, Hß: T = 17^h8 .

5.2. Leistungsspektren im Bereich $1 \text{ mHz} \leq \nu \leq 6 \text{ mHz}$

Das Ergebnis dieser Arbeit ist in Form von Leistungsspektren der Zeitserien der Sonnenintensitäts- und Luftdruckmessungen in den Abbildungen 5-6 bis 5-11 dargestellt. Diese wurden mit Gl. 4-15 im Bereich $1 \text{ mHz} \leq \nu \leq 6 \text{ mHz}$ mit einer Schrittweite von $1 \mu\text{Hz}$ berechnet. Es wurden alle Meßtage innerhalb eines Spektralbereichs (Tab. 5) aufgrund ihrer protokollierten Anfangszeiten so aneinandergefügt, daß für jeden Meßwert eine Zeitkoordinate bezüglich des ersten Meßwertes des jeweils ersten Tages angegeben werden kann.

Die Gesamtanalyse der Daten liefert neben einer maximalen Frequenzauflösung ($\Delta\nu=1/T$) ein besseres Signal/Rauschverhältnis für periodische Fluktuationen mit einer typischen Lebensdauer von einigen Tagen (Grec et al. 1980) und berücksichtigt Beiträge bei Frequenzen, die in kurzen Zeitserien nicht signifikant sind. Eine Folge dieser Gesamtanalyse ist jedoch, daß jedes relative Maximum im Fourierraum durch das Auftreten von Nebenmaxima im Abstand von $12 \mu\text{Hz}$ (entsprechend $1/24^{\text{h}}$) moduliert wird. Dieses hat seine Ursache in den Lücken der Datensätze (Nächte) zwischen den täglichen Meßperioden (s.4.4.).

Die Abbildungen 5-6 bis 5-11 zeigen zunächst im Bereich $\nu < 2.5 \text{ mHz}$ ($T > 6.7$ Minuten) einen generellen Anstieg der Amplituden und bestätigen den globalen Einfluß der Luftdruckvariationen auf die Intensitätsfluktuationen (s. 5.1.). Das in allen Spektren auftretende Maximum bei 1.6 mHz beruht auf dem dämpfenden Einfluß des gleitenden Intervalls mit der Länge von 21 Minuten auf Perioden dieser Größenordnung.

5.2.1. Leistungsspektren der Luftdruckvariationen

Die Leistungsspektren der Luftdruckmessungen an 5 Tagen (1982 Dez. 31, 1983 Jan. 3-6, vgl. Tab. 5) und an 3 Tagen (1983 Jan. 7, 8, 10) sind in Abb. 5-6 und 5-7 dargestellt und

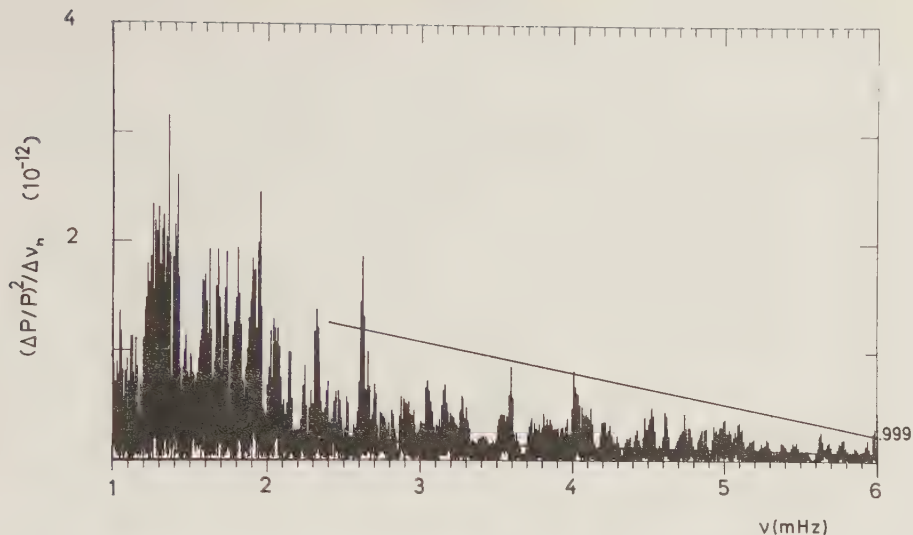


Abb. 5-6 Leistungsspektrum der Luftdruckvariationen an 5 Tagen (1982 Dez. 31, 1983 Jan. 3-6). Spektrale Auflösung $\Delta v_n = 9.4 \mu\text{Hz}$. Das mittlere Rauschniveau (s. 5.2.2.) und das 99.9%-Signifikanzniveau (s. 4.4.) sind im Bereich $v > 2.5 \text{ mHz}$ eingezeichnet. Vergleiche mit Abb. 5-8.

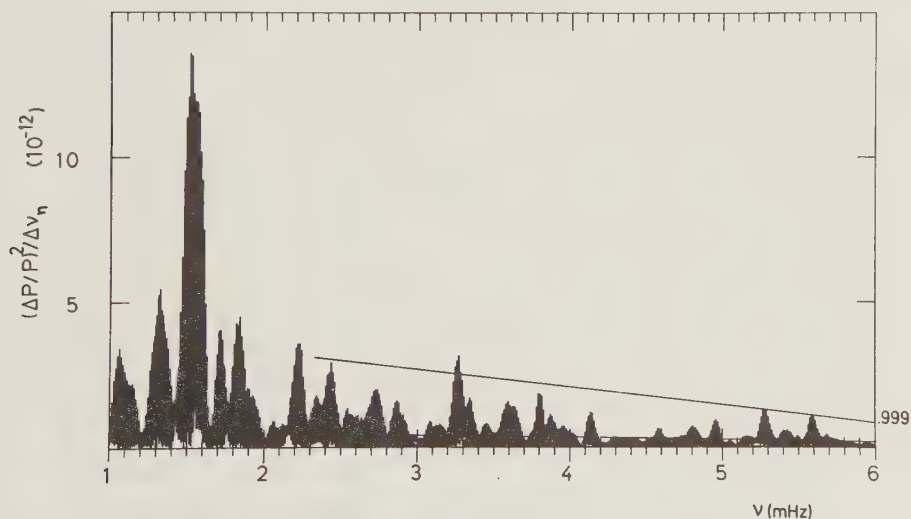


Abb. 5-7 Leistungsspektrum der Luftdruckvariationen an 3 Tagen (1983 Jan. 7, 8, 10). Spektrale Auflösung $\Delta v_n = 25.0 \mu\text{Hz}$. Vergleiche mit Abb. 5-11.

zeigen darüberhinaus im gesamten analysierten Frequenzbereich einen Verlauf der spektralen Leistungsdichte, welcher gut durch ein ν^{-1} -Gesetz beschrieben werden kann (vgl. Gossard 1960 und 5.1.). Stehende Schallwellen, die sich am Beobachtungsort in vertikaler Richtung ausbilden können, besitzen Eigenfrequenzen ν_i , die oberhalb der Grundfrequenz $\nu_o = \nu_s / 4h_{\text{eff}}$ liegen (ν_s = Schallgeschwindigkeit). Die effektive Höhe der Luftsäule h_{eff} über dem Beobachtungsort ist $h_{\text{eff}} = H - h = 6.0$ km, wobei H die Skalenhöhe des Drucks ($H = 8.4$ km, $T = 15^\circ$ C, Allen 1973) und $h = 2.4$ km die mittlere Höhe von La Silla beschreiben. Mit $\nu_s = 0.34$ km/s ($T = 15^\circ$ C) folgt $\nu_o = 14$ mHz. Falls diese Frequenzen auftreten, liegen sie oberhalb der Nyquistfrequenz der Luftdruckmessungen.

5.2.2. Leistungsspektren der Sonnenintensitätsvariationen

Ganz im Gegensatz zu dem Ergebnis in Abbildung 5-6 zeigt das Leistungsspektrum der simultanen Intensitätsmessungen an 5 Tagen im Spektralbereich B (1982 Dez. 31, 1983 Jan. 3-6, vgl. Tab. 5) in der Abbildung 5-8 ein anderes Verhalten.

Neben dem bereits erwähnten Leistungsabfall von $\nu = 1.6$ mHz bis $\nu = 2.5$ mHz schließt sich im Bereich $\nu > 2.5$ mHz ein konstanter Rauschuntergrund an. Aus diesem Niveau erhebt sich im Bereich zwischen 3 mHz und 4 mHz sehr deutlich ein "Buckel" mit diskreten relativen Maxima hoher Signifikanz. Dies ist bislang in erdgebundenen Photometrien der über die gesamte Sonnenscheibe integrierten Intensität nicht beobachtet worden (Abb. 5-8).

Zur Bestimmung der Signifikanz wurde das mittlere Rauschniveau im Bereich zwischen 2.4 mHz und 6 mHz iterativ berechnet, um den Einfluß von Signalkomponenten auf das mittlere Rauschniveau zu minimieren.

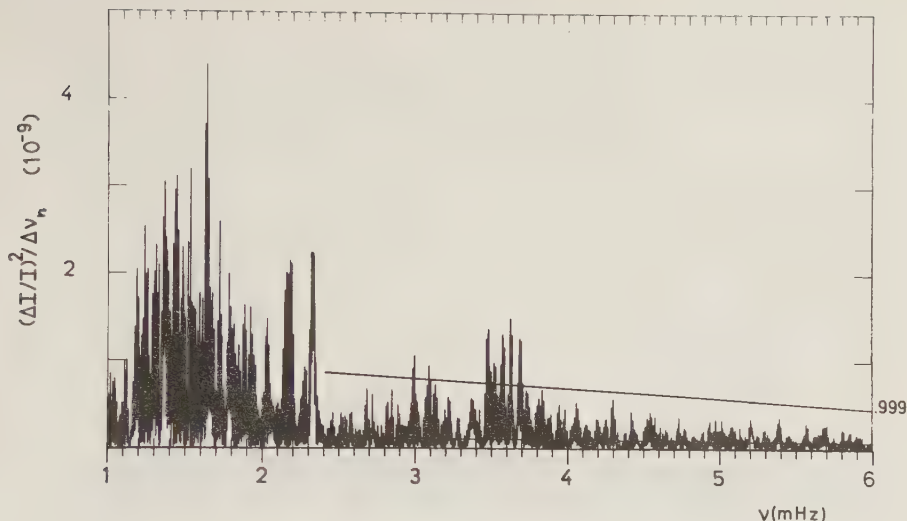


Abb. 5-8 Leistungsspektrum der solaren Intensitätsvariationen an 5 Tagen (1982 Dez. 31, 1983 Jan. 3-6), Spektralbereich B. $\Delta v_n = 9.4 \mu\text{Hz}$. Vergleiche mit Abb. 5-6

Hierzu wurden zunächst alle gemäß 4-15 berechneten Amplituden an eine Gerade nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt. Anschließend wurde für jedes relative Maximum die Signifikanz gemäß 4-31 bestimmt. Alle Maxima, welche das Konfidenzniveau $f_1 = 99\%$ (2.3σ) überschritten, wurden im folgenden Iterationsschritt, der das mittlere Rauschniveau festlegte, ausgespart. Dieser Prozeß endet, wenn keine relativen Maxima mit $f_1 > 99\%$ mehr auftreten. Das Niveau $f_1 = 99.9\%$ (3.1σ) und das mittlere Rauschniveau sind in den Abbildungen 5-6 bis 5-11 eingezeichnet. Man sieht deutlich, daß in Abb. 5-8 sieben diskrete Maxima im Bereich zwischen 3 mHz und 4 mHz das 3σ -Niveau deutlich übersteigen.

Die Frequenzen und Amplituden $(\Delta I/I)_{\text{rms}}$ dieser Maxima sind in Tabelle 6 aufgeführt.

Die relative Amplitude $(\Delta I/I)_{\text{rms}}$ wurde durch Aufsummieren der Ordinatenwerte $P = (\Delta I/I)^2 / \Delta v_n$ (Gl.4-15) innerhalb des jeweiligen Maximums zwischen den benachbarten Minimalwerten v_1, v_2 oberhalb des Rauschniveaus bestimmt.

Tabelle 6

Maxima im Leistungsspektrum (>99.9%) der Intensitätsmessungen (Abb. 5-8, Spektralbereich B, 1982 Dez.31, 1983 Jan. 3-6)

ν_0 / mHz	2.996	3.090	3.479	3.516	3.573	3.622	3.690
$(\Delta I/I)_{\text{rms}}$ (10^{-5})	4.6	4.0	5.2	4.3	5.1	5.4	5.1

Bem.: Vergleiche mit Tab. 7 (5.2.3.).

Man erhält: $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = \sqrt{k \sum (\Delta I/I)^2 (1 \mu\text{Hz}) / \Delta \nu_n}$. Die Summe läuft von ν_1 bis ν_2 , der Faktor $k = 2/0.875$ berücksichtigt den Übergang auf spektrale Leistungsdichten gemäß Gl.4-17 sowie die Apodisierung mit der 20%-Glockenfunktion (s. Seite 76).

Der Fehler σ_ν der Frequenz wird entsprechend dem Abstand zweier unabhängiger Fourierfrequenzen zu $\sigma_\nu = \pm \Delta \nu_n / 2 = \pm 4.7 \mu\text{Hz}$ abgeschätzt.

Der Fehler der relativen Amplitude σ_I folgt aus Gl. 4-31 (vgl. auch Fig.1 bei Groth 1975) für $1-f_1(P, P_S) = 0.159 (-1\sigma)$ und $0.841 (+1\sigma)$. Die mittlere quadrierte Amplitude beträgt $P = \langle (\Delta I/I)^2 \rangle = 1.1 \cdot 10^{-9} / \Delta \nu_n$, das mittlere Rauschniveau bei 3.5 mHz ist $P_R = 1.1 \cdot 10^{-10} / \Delta \nu_n$, somit gilt $P/P_R = 10$. Man erhält damit aus Gl. 4-31 mit der Leistung P (Rauschen + Signal) und P_S (Signal), beide in Einheiten des mittleren Rauschniveaus P_R : $1-f_1(10, 10 \pm 5) = \pm 1\sigma$ und somit $\sigma_I = \pm 1.1 \cdot 10^{-5}$.

Die Messungen der ersten Periode (1981) im Spektralbereich V (vgl. Tab. 5) zeigen in Abb. 5-9 ein Ergebnis, welches qualitativ das Resultat für den Bereich B (Abb. 5-8) bestätigt. Auch zwischen 3 mHz und 4 mHz ist eine vergleichbare Erhebung zu erkennen, jedoch ist insgesamt das Rauschen in diesem Bereich stärker ausgeprägt, so daß die Signifikanz einzelner Maxima im Gegensatz zu Abb. 5-8 reduziert ist. Dieser erhöhte Rauschanteil im Spektrum ist zumindest zum Teil auf Signalschwankungen instrumentellen Ursprungs infolge temperaturabhängiger Empfindlichkeitsänderungen der Photokathode zurückzuführen (s. Seite 34). Zudem kann das Verhalten des Luftdrucks in diesem Zeitraum nicht mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmt werden (s.3.).

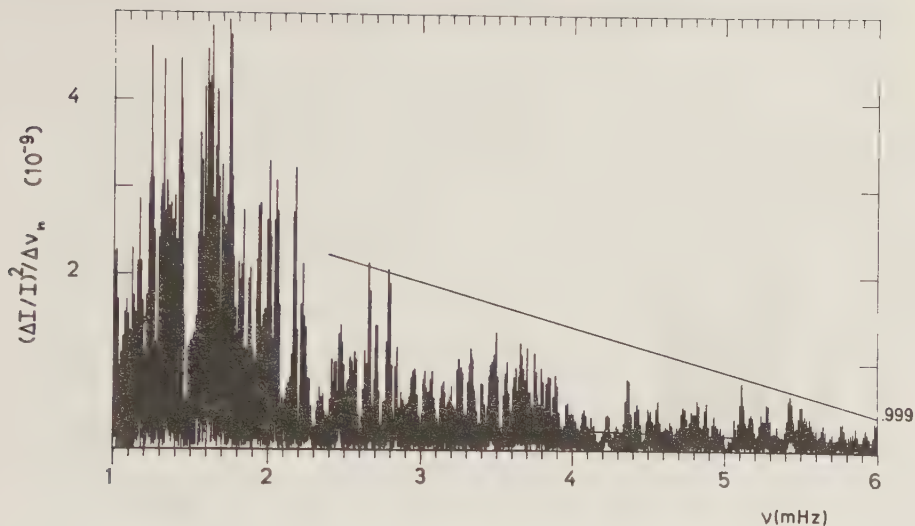


Abb. 5-9 Leistungsspektrum der solaren Intensitätsvariationen an 6 Tagen.
(1981 Dez.7, 11-15), Spektralbereich V, $\Delta v_n = 7.5 \mu\text{Hz}$.

Die Messungen im Spektralbereich H β des Jahres 1981 (Abb. 5-10) zeigen wiederum über einem konstanten Untergrund eine Reihe von diskreten und signifikanten Maxima im Bereich zwischen 3 mHz und 4 mHz, sowie bei 5 mHz mit einer mittleren Amplitude $\langle (\Delta I/I)_{\text{rms}} \rangle = (1.0 \pm 0.3) 10^{-4}$.

Die Messungen von 1983 in H β (Abb. 5-11) bestätigen zunächst die in allen Leistungsspektren der Sonnenintensitätsmessungen (Abb. 5-8, 5-9, 5-10) beobachtete Konzentration signifikanter Fluktuationen im Bereich zwischen 3 mHz und 4 mHz über einem konstanten Untergrund oberhalb 2.5 mHz, während der Luftdruck für den gleichen Zeitbereich ein $1/v$ - Spektrum liefert (Abb. 5-7).

Insbesondere treten in Abb. 5-11 wieder 3 signifikante Maxima (3σ) bei $v \approx 3.3$ mHz auf. Die mittlere Amplitude beträgt hier $\langle (\Delta I/I)_{\text{rms}} \rangle = (1.5 \pm 0.3) 10^{-4}$ in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus 1981 für diesen Spektralbereich (vgl. Abb. 5-10). Weiter fällt auf, daß das Maximum bei $v = 3.333$ mHz in Abb. 5-11 exakt auf das Maximum $v = 3.334$ mHz aus 1981 (Abb. 5-10) mit vergleichbarer Amplitude zusammenfällt und das Ergebnis somit unabhängig bestätigt (vgl. Tabelle 9 und 10, Seite 100 u. 101).

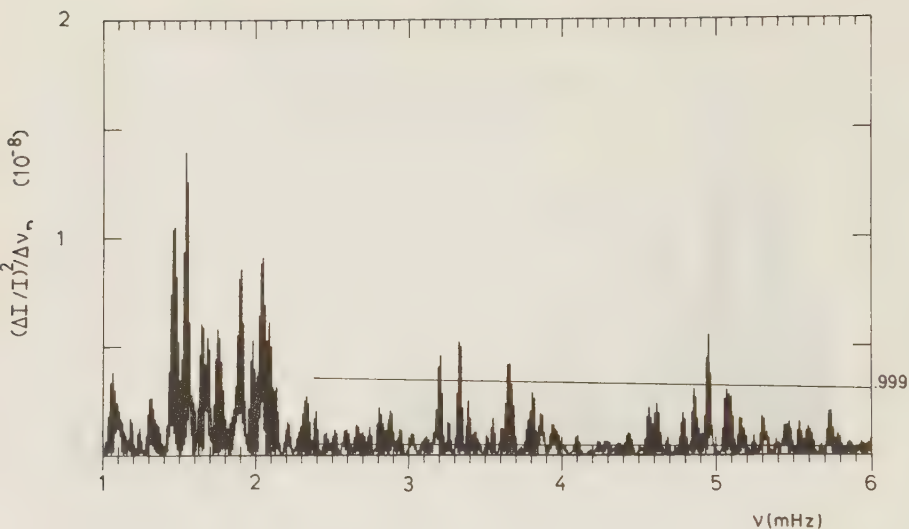


Abb. 5-10 Leistungsspektrum der solaren Intensitätsvariationen an 2 Tagen (1981 Dez. 16, 17), Spektralbereich H β , $\Delta \nu_n = 21.1 \mu\text{Hz}$

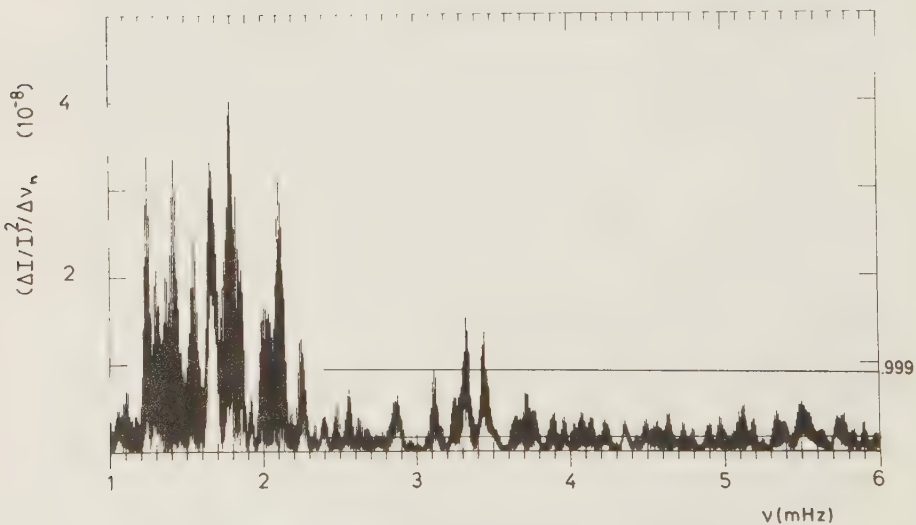


Abb. 5-11 Leistungsspektrum der solaren Intensitätsvariationen an 4 Tagen (1983 Jan. 7, 8, 10, 11), Spektralbereich H β , $\Delta \nu_n = 15.6 \mu\text{Hz}$.
Vergleiche mit Abb. 5-7 u. 5-10.

5.2.3. Identifikation signifikanter Maxima

Die bisher dargelegten Ergebnisse zeigen bereits deutlich, daß die gemessenen Intensitätsfluktuationen einen Beitrag solaren Ursprungs besitzen.

Die Identifikation einzelner diskreter Maxima kann erfolgen, indem man den Beitrag der Erdatmosphäre näher studiert. Hierzu dienen die simultanen Registrierungen des Luftdrucks. Innerhalb jedes Spektralbereiches wurden Leistungsspektren der Intensitäts- und Luftdruckmessungen für die einzelnen Tage, bzw. für tägliche Teilbereiche berechnet und die Signifikanzniveaus gemäß Gl. 4-31 bestimmt. Dieses ermöglicht, gemeinsam auftretende relative Maxima im Fourier-Raum zu vergleichen. Koinzidenzen können somit bestimmt werden.

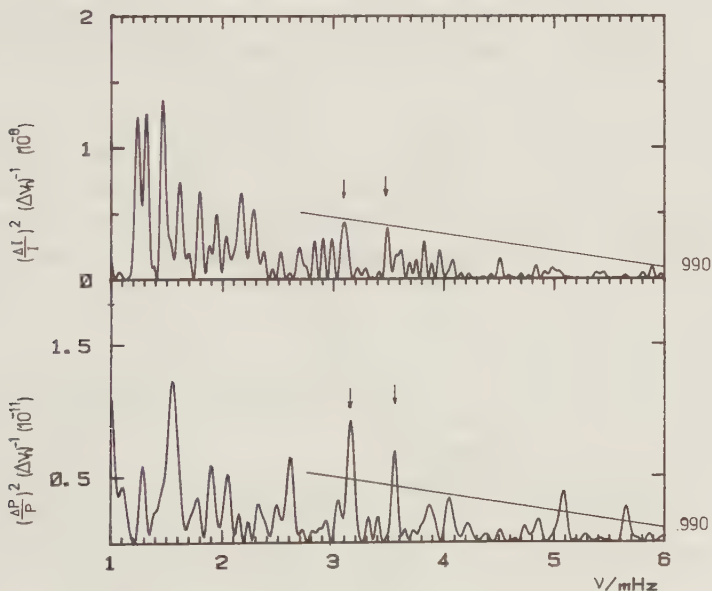


Abb. 5-12 Leistungsspektrum der solaren Intensitätsvariationen (oben) und der Luftdruckvariationen (unten) am 4. Jan. 1983, $\Delta\nu_n = 56 \mu\text{Hz}$.

Ein extremes Beispiel ist das in Abb. 5-12 dargestellte Leistungsspektrum für eine 5-stündige Messung der Intensität (oben) und des Luftdrucks (unten). Im Spektrum der Intensitätsmessungen treten 2 Maxima ($\approx 99\%$) bei $\nu = 3.10$ mHz und 3.50 mHz auf. Die simultanen Luftdruckvariationen zeigen Maxima ($> 99\%$) bei $\nu = 3.15$ mHz und 3.55 mHz. Die Unsicherheit $\sigma_{\nu, m}$ in der Frequenzbestimmung des unteren Spektrums in Abb. 5-12 ist nach Gl. 4-12 mit $\Delta \nu_n = 56 \mu\text{Hz}$ und $\epsilon = \pm 30$ s gegeben durch $\sigma_{\nu, m} = \pm 40 \mu\text{Hz}$ für $\nu = 3.15$ mHz und $\sigma_{\nu, m} = \pm 47 \mu\text{Hz}$ für $\nu = 3.55$ mHz. Die Frequenzen der relativen Maxima der Intensitäts- und Luftdruckmessungen weichen um $50 \mu\text{Hz}$ voneinander ab. Somit kann der solare Ursprung dieser beiden Maxima nicht belegt werden.

Ferner fällt zum Beispiel das Maximum in Abb. 5-8 bei $\nu = 2.35$ mHz genau auf ein Maximum der Luftdruckvariation bei 2.35 mHz (Abb. 5-6). Beide werden nur an einem Tag (5. Jan. 1983) beobachtet, ein solarer Ursprung dieses Maximums ist unsicher.

Aus diesen Untersuchungen wurden daher 3 Kriterien abgeleitet, die die Existenz reeller Intensitätsfluktuationen auf der Grundlage dieser Messungen nachzuweisen gestattet. Ein in den Leistungsspektren der Intensitätsvariationen (Abb. 5-8, 5-10, 5-11) beobachtetes relatives Maximum an der Stelle $\nu = \nu_0$ im Bereich $\nu > 2.5$ mHz mit einer Signifikanz $S \geq 99.9\%$ (3.1σ) wird als reell angesehen, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

1. Das Maximum wird auch in den Leistungsspektren der einzelnen zeitlich unabhängigen Teilbereiche (Tage, Halbtage) mit $S > 95\%$ beobachtet.
2. Das signifikante Maximum muß an mindestens 2 Tagen beobachtet werden. Der zulässige Fehler in der Frequenzlage beträgt $\overline{\Delta \nu_n} = (\Delta \nu_{n,1} + \Delta \nu_{n,2}) / 2$ ($\Delta \nu_{n,i}$ = spektrale Auflösung der beteiligten Zeitserien).
3. Innerhalb jeweils eines gemeinsam untersuchten Zeitbereiches darf kein relatives Maximum der Luftdruckvariation ($> 95\%$) innerhalb des Intervalls $\Delta \nu = \nu \pm 2.5 \sigma_{\nu, m}$ mit einem signi-

fikanten Maximum der entsprechenden Sonnenmessung zusammenfallen. $\sigma_{v,m}$ ist durch Gl. 4-12 (s.4.2.5.) gegeben.

a) Spektralbereich B

Die Ergebnisse dieses Vergleichs sind in Tabelle 7 für die gemessenen Intensitätsfluktuationen im Spektralbereich B zusammengestellt (vgl. mit Abb. 5-8).

Tabelle 7 Signifikante Maxima in Abb. 5-8 (Spektralbereich B)

ν_0 /mHz	1982 Dez.31 $\Delta\nu_n = 80.9 \mu\text{Hz}$		1983 Jan.3 $\Delta\nu_n = 88.0 \mu\text{Hz}$		1983 Jan.4 $\Delta\nu_n = 55.9 \mu\text{Hz}$		1983 Jan.5 $\Delta\nu_n = 26.1 \mu\text{Hz}$		1983 Jan.6 $\Delta\nu_n = 37.6 \mu\text{Hz}$	
	S	L	S	L	S	L	S	L	S	L
3.690	-	-	3.735 2.5	-	-	-	3.690 3.4	-	-	-
3.622	-	-	3.625 1.9	-	-	-	3.630 2.6	3.595 2.0 1.0	3.620 3.2	-
3.573	-	-	-	-	-	-	3.575 2.8	3.595 2.0 0.6	-	-
3.516	-	-	3.505 3.3	-	3.490 2.2	3.560 3.2 1.5	3.520 2.3	-	-	-
3.479	-	-	-	-	3.490 2.2	3.560 3.2 1.5	3.480 2.7	-	-	-
3.090	-	-	-	-	3.100 2.1	3.160 3.5 1.5	-	-	3.080 2.1	-
2.996	2.990 2.1	2.960 1.9 0.7	-	-	-	-	-	-	-	-

Bem.: a) Spalte 1: Frequenz ν des beobachteten relativen Maximums mit einer Signifikanz $S > 99.9\%$ in Abb. 5-8

b) Spalte 2-6: Sonnenintensitätsmessung (S):

Erster Wert in jeder Zeile = ν /mHz. Zweiter Wert in jeder Zeile: Signifikanz des Maximums (σ).

c) Spalte 2-6: Luftdruckmessung (L):

Erster Wert in jeder Zeile = ν /mHz. Zweiter Wert in jeder Zeile: Signifikanz des Maximums (σ). Dritter Wert in jeder Zeile: $\Delta\nu/\sigma_{v,m}$

d) $\Delta\nu$ = spektrale Auflösung der Zeitserie.

e) Amplituden: siehe Tab. 6

Der Fehler σ_{v_0} ist $\pm 4.7 \mu\text{Hz}$, die mittlere Amplitude in diesem Spektralbereich ist $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = (4.8 \pm 1.1) 10^{-5}$ (s. S. 92). Die Tabelle 7 zeigt, daß 5 der 7 Maxima an $N \geq 2$ Tagen signifikant beobachtet werden, während der Luftdruck nur in einem Teil der Beobachtungszeit deutlich in Erscheinung tritt. Das Maximum bei $v_0 = 2.996 \text{ mHz}$ tritt nur am 31.Dez.1982 auf und wird zusätzlich von einer Spitze im Luftdruck bergleitet. Der solare Ursprung dieser Fluktuation ist daher aufgrund dieser Messungen nicht eindeutig zu belegen. Das Maximum bei $v_0 = 3.573 \text{ mHz}$ wird nur am 5.Jan.1983 beobachtet. Wegen der endlichen Frequenzauflösung kann das Luftdruckmaximum am gleichen Tag bei $v_L = 3.595 \text{ mHz}$ wegen $\sigma_{v,m}$ nicht eindeutig der Frequenz $v_s = 3.575 \text{ mHz}$ oder $v_s = 3.630 \text{ mHz}$ zugeordnet werden (vgl. Zeile 2 und 3 in Spalte 5). Das gleiche gilt für die Messung am 4.Jan.1983 bei $v_L = 3.560 \text{ mHz}$. Die vergleichbaren Frequenzen in der Intensitätsmessung werden hier jedoch an anderen Tagen ungestört beobachtet.

Der mittlere Frequenzabstand aller signifikanten Maxima im Bereich zwischen 2.9 mHz bis 3.1 mHz und 3.4 mHz bis 3.7 mHz beträgt $\langle \Delta v_0 \rangle = 61 \mu\text{Hz}$. Der mittlere gewichtete Fehler ist $\sigma(\langle \Delta v_0 \rangle) = 12 \mu\text{Hz}$. Er wurde aus der Streuung der Frequenzwerte v_i bestimmt, die an den einzelnen Tagen zu v_0 beitragen. Als Gewichtungsfaktoren wurden die spektralen Auflösungen der einzelnen Tage benutzt (vgl. Tab. 7). Der Abstand zwischen den Frequenzen $v_0 = 3.479 \text{ mHz}$ und 3.090 mHz ist 0.389 mHz und weicht von $6(\langle \Delta v_0 \rangle) = 0.366 \text{ mHz}$ nur um 6% ab. Vergleicht man den mittleren Abstand $\langle \Delta v_0 \rangle$ mit den Abständen Δv_i der Maxima $v_{0,i}$ bezogen auf die Frequenz $v_0 = 3.690 \text{ mHz}$, so fällt auf, daß diese als ein ganzzahliges Vielfaches von $\langle \Delta v_0 \rangle = 61 \mu\text{Hz}$ dargestellt werden können (Tabelle 8).

Tabelle 8 Vergleich der Frequenzabstände $\Delta v_i = 3.690 \text{ mHz} - v_{0,i}$
mit $\langle \Delta v_0 \rangle = 61 \mu\text{Hz}$

$v_{0,i} / \text{mHz}$	$\Delta v_i / \mu\text{Hz}$	n	$\Delta v_i / n / \mu\text{Hz}$
3.622	68	1	68
3.573	117	2	59
3.516	174	3	58
3.479	211	4	53
3.090	600	10	60
2.996	694	11	63

Aus Tabelle 8 folgt, daß die normierten Abstände $\Delta v_i/n$ im Mittel um 5 μHz , entsprechend 8% von $\langle \Delta v_0 \rangle = 61 \mu\text{Hz}$ abweichen. Auf den konstanten Frequenzabstand wird in 6.1.2. näher eingegangen werden.

b) Spektralbereich H β

Während der ersten Meßperiode (1981) konnten keine präzisen Luftdruckmessungen durchgeführt werden. Somit können hier nur die ersten beiden Kriterien angewendet werden. Die Abbildung 5-13 zeigt das Leistungsspektrum der Sonnenintensitätsmessungen am 16. und 17. Dez. 1981 (Spektralbereich H β , vgl. mit Abb. 5-10).

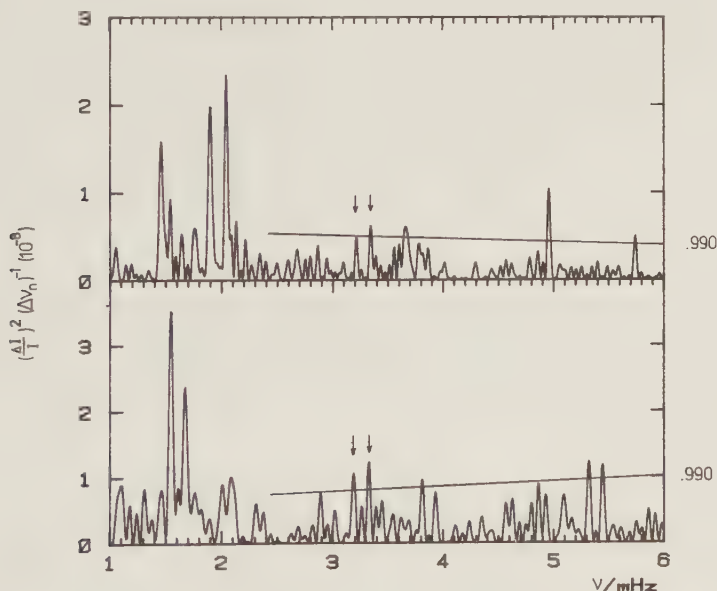


Abb. 5-13 Leistungsspektrum der solaren Intensitätsvariationen in H β am 16. Dez. 1981 (oben, $\Delta v_n = 36 \mu\text{Hz}$) und am 17. Dez. 1981 (unten, $\Delta v_n = 51 \mu\text{Hz}$).

Der Vergleich zeigt, daß sowohl bei $\nu = 3.20 \text{ mHz}$ als auch bei $\nu = 3.33 \text{ mHz}$ an beiden Tagen signifikante Maxima beobachtet werden. Die Maxima bei $\nu = 3.65, 4.95$ und 5.3 mHz treten

jeweils nur an einem Tag (nachmittags) auf, so daß aufgrund dieser Messungen, allerdings unter der Einschränkung fehlender Luftdruckmessungen, auf den solaren Ursprung der Maxima bei $\nu_0 = 3.200$ mHz und 3.334 mHz geschlossen werden kann (vgl. Abb. 5-10, Tabelle 9).

Tabelle 9 Signifikante Maxima in Abb. 5-10 (1981, Hß)

ν_0 /mHz ($\Delta I/I$) _{rms}	1981 Dez. 16 $\Delta \nu_n = 36.4 \text{ } \mu\text{Hz}$	1981 Dez.17 $\Delta \nu_n = 50.7 \text{ } \mu\text{Hz}$
3.200	3.210	3.190
$9 \cdot 10^{-5}$	2.2	2.7
3.334	3.337	3.330
$1 \cdot 10^{-4}$	2.7	2.9

Bem.: Innerhalb jeder Zeile sind oben die Frequenzen (mHz), darunter in der ersten Spalte die relative Amplitude ($\Delta I/I$)_{rms}, und in den Spalten 2 und 3 die Signifikanz (σ) aufgeführt.

Der Fehler σ_{ν_0} beträgt $\pm 10.6 \text{ } \mu\text{Hz}$, die mittlere Amplitude ist $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$, wobei der Fehler, wie im Spektralbereich B durch Gl. 4-31 mit $f_1(P, P_g) = \pm 1\sigma$ bestimmt wurde. Der Frequenzabstand beträgt $\Delta \nu_0 = (134 \pm 11) \text{ } \mu\text{Hz}$ (vgl. Seite 98). Das nur an einem Tag signifikant beobachtete Maximum bei 3.650 mHz (s. Abb. 4-10) besitzt zu 3.334 mHz einen Abstand von $(5/2) (\Delta \nu_0)$ und zu 3.200 mHz einen Abstand von $(7/2) (\Delta \nu_0)$.

Die Messungen des gleichen Spektralbereiches (Hß) von 1983 zeigen (Abb. 5-11), daß signifikante Beiträge zu $\nu_0 = 3.333$ mHz an 2 Tagen (10. u. 11. Jan. 1983) zu beobachten sind, während $\nu_0 = 3.443$ mHz am 10. Jan. kaum, am 11. Jan. jedoch wieder mit 2.5σ in Erscheinung tritt. Das in Abb. 5-11 knapp unter dem 3σ -Niveau liegende Maximum bei 3.1 mHz wird an keinem der 4 Tage signifikant beobachtet, ebenso leisten der 7. Jan. und 8. Jan. (Gesamtmeßzeit an diesen beiden Tagen: $6^h 7^m$) keinen signifikanten Beitrag (vgl. Tabelle 10).

Tabelle 10 Signifikante Maxima in Abb. 5-11 (1983, Hß)

ν_0 /mHz ($\Delta I/I$) _{rms}	1983 Jan.10 $\Delta \nu_n = 61.1 \text{ } \mu\text{Hz}$	1983 Jan.11 $\Delta \nu_n = 42.3 \text{ } \mu\text{Hz}$
$3.333 \cdot 10^{-4}$	3.355 1.8	3.325 2.9
$3.443 \cdot 10^{-4}$	3.450 1.6	3.435 2.5

Bem.: vgl. Tab. 9

Der Fehler der Frequenz ist $\sigma_{\nu_0} = \pm 7.8 \text{ } \mu\text{Hz}$, die mittlere Amplitude ist $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = (1.5 \pm 0.3) 10^{-4}$ (s. Seite 92), der Abstand der Maxima ist $\Delta \nu_0 = (110 \pm 17) \text{ } \mu\text{Hz}$ (vgl. Seite 98). Die Registrierung des Luftdrucks am 10.Jan.1983 zeigt keine signifikanten Variationen im Bereich $\nu \pm 2,5 \sigma_{\nu, m}$. Zwar konnten am 11.Jan.1983 keine Luftdruckmessungen gewonnen werden (vgl.Bem. zu Tab. 2), jedoch kann aus der sehr guten Übereinstimmung des Maximums bei $\nu_0 = 3.334 \text{ mHz}$ (1981, Hß; Tab. 9, Abb. 5-10), mit dem bei 3.333 mHz (1983, Hß; Tab 10, Abb. 5-11) mit vergleichbaren Amplituden innerhalb der zeitlich völlig unabhängigen Beobachtungsperioden und aus der vergleichbaren Signifikanz an verschiedenen Tagen geschlossen werden, daß zumindest dieses Maximum zweifelsfrei solaren Ursprungs ist.

6. Interpretation der Ergebnisse

Die in Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse zeigen, daß mit einer neuen Methode der erdgebundenen Beobachtung zum ersten Mal signifikante Intensitätsvariationen in dem über die gesamte Sonnenscheibe integrierten Licht in einem breitbandigen Spektralbereich (B, andeutungsweise in V) und im Bereich einer starken, temperaturabhängigen Absorptionslinie (H β) beobachtet werden konnten.

Einzelne diskrete, signifikante Maxima der Amplitudenverteilung im Fourierraum nicht-atmosphärischen und nicht-instrumentellen Ursprungs wurden identifiziert.

Um diese Ergebnisse im Rahmen physikalischer Modellvorstellungen zu interpretieren, und mit anderen Messungen zu vergleichen, soll daher zuerst ein kurzer Überblick über den physikalischen Hintergrund der Oszillationen gegeben werden (6.1.). Nach dem Vergleich mit anderen Messungen (6.2.) sollen die Ergebnisse im Licht einiger Sonnenmodelle diskutiert werden (6.3.).

6.1. Überblick über die theoretische Deutung der Sonnenschwingungen

Stellare und solare Oszillationen können als Lösungen linearisierter Gleichungen beschrieben werden, welche man aus einer Störungsrechnung der Grundgleichungen des inneren Sternaufbaus erhält. Diese Grundgleichungen beschreiben die Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie, sowie die Energieerzeugung, ihren Transport, die Zustandsgleichung der Materie und die Poissonsgleichung der Gravitation. Der Stern wird durch ein selbstgravitierendes, sphärisches Modell angenähert und führt Schwingungen mit kleiner Amplitude um seine hydrostatische und thermische Gleichgewichtslage aus. Vernachlässigt werden in der Regel die Rotation, Änderungen der chemischen Zusammensetzung infolge der thermonuklearen Reaktionen im Inneren sowie Einflüsse des

Magnetfeldes und der Viskosität.

Eine gute Beschreibung vieler Beobachtungsergebnisse, insbesondere der Pulsationsperioden, ist durch die adiabatische Approximation gegeben, wie folgende Abschätzung zeigt (Cox 1967):

Die linearisierte Form der Energiegleichung im Fall einer nicht-adiabatischen radialen Pulsation ist durch

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta P}{P} \right) = \gamma \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right) + \frac{(\gamma-1)}{\gamma} \frac{\Delta(\epsilon - \partial L_r / \partial m)}{c_v T} \quad 6-1$$

gegeben, wobei ρ die Dichte, P den Gasdruck, $\gamma = c_p/c_v = 5/3$ im idealen einatomigen Gas, ϵ die thermonukleare Energieerzeugungsrate pro Masse und $\partial L_r / \partial m$ die abgestrahlte Leistung (Leuchtkraft) pro Masse beschreiben.

Im adiabatischen Grenzfall gilt $\epsilon = \partial L_r / \partial m$.

Im nicht-adiabatischen Fall beschreibt der Term auf der rechten Seite in Gl. 6-1 $\Delta(\epsilon - \partial L_r / \partial m) / c_v T$ das Verhältnis der Rate der Energiezunahme (-abnahme) pro Masse zu der inneren Energie pro Masse. Somit ist eine Zeitskala definiert, welche angibt wie lange es dauert, bis ein Masseelement einen seiner inneren Energie entsprechenden Betrag gewonnen oder abgegeben hat. Integriert über die Sternmasse ist diese Zeitskala von der Größenordnung der Helmholtz-Kelvin Zeitskala $t_{HK} \approx E_{th} / L$. Im Fall der Sonne ist $L = 4 \cdot 10^{26}$ W, die innere Energie E_{th} folgt nach dem Virialtheorem ($E_{th} = E_{pot}/2$) zu $E_{th} = (3/10) GM_{\odot}^2 / R_{\odot} \approx 10^{41}$ J.

Somit ist t_{HK} von der Größenordnung 10^{14} s $\approx 10^7$ a.

Die typische Zeitskala der Pulsation ist die Pulsationsperiode $T = 10^2 - 10^4$ s. Damit gilt für das Verhältnis der beiden Terme auf der rechten Seite von Gl. 6-1:

$$\left[\frac{\Delta(\epsilon - \partial L_r / \partial m)}{c_v T} \right] / \gamma \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right) \approx T / t_{HK} \ll 1$$

der nichtadiabatische Term liefert also nur einen verschwindenden Beitrag zu der Bestimmung der Pulsationsperioden.

In der adiabatischen Approximation ist jedoch keine Aussage über das thermische Verhalten des Sterns möglich, die Bestimmung der Amplituden muß über nicht-adiabatische Theorien erklärt werden (s.6.3.2.).

Die Theorie linearer, adiabatischer, radialer und nicht-radialer Oszillationen wird in der Literatur ausgiebig diskutiert, weshalb an dieser Stelle nicht näher darauf eingegangen werden soll (siehe z.B. Ledoux und Walraven 1958, Christensen-Dalsgaard et al. 1974, Cox 1967, 1980, Unno et al. 1979, Gough 1980, Leibacher und Stein 1981). Jedoch soll auf einige, mit dieser Arbeit zusammenhängende wichtige Aspekte im folgenden eingegangen werden.

6.1.1. Schwingungsformen der Sonne

Es ist üblich, die skalaren physikalischen Pulsationsvariablen nichtradialer Oszillationen durch einen Separationsansatz mit dem Produkt $f(r) \cdot Y_l^m(\theta, \phi) \cdot e^{i\omega t}$ zu beschreiben, wobei $f(r)$ die rein radiale Abhängigkeit und $e^{i\omega t}$ das zeitliche Verhalten beschreiben, während der Winkelanteil durch die sphärisch harmonische Funktion $Y_l^m(\theta, \phi)$ gegeben ist. Hierbei bedeuten θ und ϕ die polaren und azimuthalen Winkel, l ist die Ordnung und m ist der azimuthale Index. Im Grenzfall radialer Schwingungen ist $l = 0$, sonst ist $l > 0$ ($l = 1$: Dipol-, $l = 2$: Quadrupolcharakter), während m die $2l+1$ Werte $-l \leq m \leq l$ annimmt.



Abb. 6-1 Schematische Darstellung nichtradialer Schwingungsformen für $l = 1, 2, 3, 4$ (nach Weiss und Schneider 1983). Die Bereiche, die sich in eine gemeinsame Richtung bewegen sind weiß bzw. schwarz dargestellt.

Die dreidimensionale Geometrie einer Schwingung (s. Abb. 6-1) ist durch die sphärisch harmonische Funktion $Y_l^m(\theta, \phi)$ und die radiale Knotenzahl n definiert. Die Existenz einer Schwingung erfordert jedoch eine Rückstellkraft, um ein ausgelenktes Gaselement wieder in seine Gleichgewichtslage zu bringen. Die wichtigsten Rückstellkräfte im Sonneninneren werden durch den Gasdruck und die Gravitation bestimmt. Ihre Wirkung führt zu einer Ausbildung der Störung in Form von Schall- und Schwerewellen. Auf die Rückstellwirkung von zwei, oder mit dem Magnetfeld in der Atmosphäre, drei gleichzeitig agierenden Kräften (MHD-, MAG-Wellen) soll im Weiteren nicht eingegangen werden.

Die Schallwellen (akustische Moden, p-Moden) und die Schwerewellen (g-Moden) sind in der Abbildung 6-2 schematisch dargestellt.

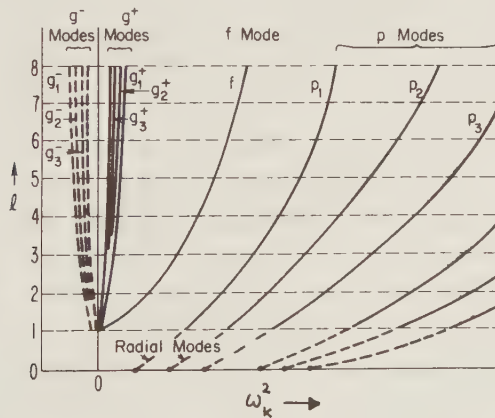


Abb. 6-2 Schematische Darstellung der Eigenfrequenzen $\omega_k^2 = (2\pi/T)^2$ der linearen, adiabatischen, nichtradialen Oszillationen verschiedener Moden als Funktion der sphärischen Ordnung l . Der Index k beschreibt die Ordnung der nichtradialen Oszillationen und entspricht der radialen Knotenzahl n . Die radialen p-Moden sind durch die Verlängerung der p-Moden ($l > 0$) auf die Abszisse eingetragen (Nach Cox 1980).

Die auf Cowling(1941, loc.cit. Cox 1980) zurückgehende Klassifikation gilt streng für einfache homogene, kompressible Modelle. Die Abweichungen bei anderen, hinreichend einfachen Modellen (chemische Homogenität, kein Kern mit extremer Dichte, keine räumlich alternierenden radiativen und konvektiven Zonen) sind gering.

Die Schallwellen (p-Moden) sind durch große Druckvariationen charakterisiert, so daß die Elastizität des Gases als Rückstellkraft auf ein aus seiner Gleichgewichtslage ausgelenktes Gaselement wirkt. Im Gleichgewichtszustand gelte für Druck, Dichte und Geschwindigkeit: $P_0 = \text{konstant}$, $\rho_0 = \text{konstant}$, $\vec{v}_0 = \vec{0}$. Eine kleine Druckstörung P' führt zu $\vec{v} = \vec{v}'$, $\rho = \rho' + \rho_0$. Aus der Kontinuitätsgleichung folgt:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}' = 0 \quad . \quad 6-2$$

Die Bewegungsgleichung wird bei Vernachlässigung äußerer Kräfte (Gravitation)

$$\frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} P' \quad 6-3$$

Aus Gl. 6-2 und 6-3 folgt die Wellengleichung für Schallwellen

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \Delta \rho' = 0 \quad , \quad 6-4$$

wobei für adiabatische Prozesse im idealen Gas gilt:

$$\vec{\nabla} P' = \left(\frac{\gamma P_0}{\rho_0} \right) \vec{\nabla} \rho' = \left(\frac{\gamma k T}{\mu m_H} \right) \vec{\nabla} \rho' \quad . \quad 6-5$$

mit $\gamma = c_p/c_v$, μ = mittl. Molekulargewicht, m_H = Masse des H-Atoms, k ist die Boltzmannkonstante und T die Temperatur. Mit dem Ansatz $\rho' \sim \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t)$ folgt aus Gl. 6-4 die Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} k^2 \quad 6-6$$

mit der die Wellen charakterisierenden Schallgeschwindigkeit

$$v_s = \frac{\omega}{|k|} = \sqrt{\gamma P_O / \rho_O} = \sqrt{\gamma k T / \mu m_H} \quad 6-7$$

Die Frequenzen der p-Moden liegen oberhalb der fundamentalen Frequenz der Sonne (vgl. Abb. 6-2). Diese kann größenordnungsmäßig wie folgt abgeschätzt werden:

Aus der mittleren Schallgeschwindigkeit $\bar{v}_s \approx \sqrt{\gamma P / \rho}$ und dem hydrostatischen Druck $\bar{P} \approx \bar{\rho} \cdot g \cdot R_\odot$ (g = Schwerebeschleunigung und $R_\odot$ = Sonnenradius) folgt mit $T_F \approx \bar{R}_\odot \sqrt{\bar{v}_s}$ und $g = GM_\odot / R_\odot^2$ (G = Gravitationskonstante):

$$T_F \approx 1 / \sqrt{G \bar{\rho}} \approx 1^h \quad \text{und} \quad v_F \approx 0.3 \text{ mHz}$$

($\bar{\rho} = 1.41 \text{ g/cm}^3$). Die exakte Lösung der radialen, adiabatischen Pulsation kleiner Amplitude eines Modells mit konstanter Dichte liefert (vgl. z.B. Cox 1980) ($\gamma = 5/3$)

$$T_F = 2\pi / \sqrt{(3\gamma - 4)(4/3)\pi G \bar{\rho}} = 167 \text{ Minuten, und} \\ v_F = 0.1 \text{ mHz}$$

(Vergleiche 6.1.2. und 6.3.1.).

Auf die Ausbreitung der Schallwellen im Sonneninneren soll später noch genauer eingegangen werden (6.1.2.).

Die singuläre f-Mode (Kelvin-Mode) trennt den Bereich der p-Moden von den g-Moden in dem Sinne, daß ihre Frequenzen ($l \geq 2$) zwischen denen der p-Moden und der g-Moden liegen (vgl. Abb. 6-2). Die Rückstellkraft wird durch die Gravitation bewirkt. Die Kelvin-Mode ist die einzig mögliche Mode für homogene inkompressible Sternmodelle und bewirkt keine Dichteänderungen.

Die Gravitation ist die Rückstellkraft für die Schwerewellen (g-Moden). Diese treten bei sehr kleinen Auslenkungen des Gaselements aus seiner Gleichgewichtslage auf. Die g-Moden zerfallen in 2 Klassen, die dynamisch stabilen g^+ -Moden und die dynamisch instabilen g^- -Moden ($\omega_k^2 < 0$, s. Abb. 6-2). Die Dispersionsrelation im Sonneninneren und die Grundfrequenz können wie folgt bestimmt werden:

Betrachtet man die Auslenkung eines Gaselements aus seiner Gleichgewichtslage um den Betrag ξ unter einem Winkel ζ zur Vertikalen z (radiale Richtung), so gilt die Bewegungsgleichung

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\Delta \rho \cdot g \cdot \cos(\zeta) \quad 6-8$$

wobei g die lokale Schwerebeschleunigung und $\Delta \rho$ den Dichtunterschied zwischen dem Element und der umgebenden Atmosphäre beschreibt. Bei genügend langsamer Bewegung sind Druckschwankungen unbedeutend, da Schallwellen innerhalb des Gaselements sowie zwischen dem Element und seiner Umgebung bereits ein Druckgleichgewicht hergestellt haben, bevor sich das Gaselement merklich bewegt hat. Somit gilt bei konstantem Druck: $\Delta \rho / \rho = -\Delta T / T$. Bei einer adiabatischen Bewegung ist die Temperaturdifferenz zwischen dem Element und seiner Umgebung durch

$$\Delta T = \left[\left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{ad}} - \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{atm}} \right] \xi \cos(\zeta) \quad 6-9$$

gegeben, so daß aus Gl. 6-8

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{g}{T} \left[\left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{ad}} - \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{atm}} \right] \xi \cos^2(\zeta) = -\omega^2 \xi \quad 6-10$$

folgt. Die charakteristische Frequenz der Oszillation eines im Schwerfeld aus der Gleichgewichtslage ausgelenkten Gaselements ist die Brunt-Väisälä Frequenz ω_{BV} . Sie ergibt sich aus Gl. 6-10 zu

$$\omega_{\text{BV}} = \sqrt{\frac{g}{T} \left[\left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{atm}} - \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{ad}} \right]} = \frac{\omega}{\cos(\zeta)} \quad 6-11$$

Die Auslenkung erfolgt senkrecht zu der Richtung des Wellenvektors $\vec{k}$. Mit $\cos(\zeta) = k_x / \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$, wobei k_x die horizontale und k_z die vertikale Komponente des Wellenvektors ist, folgt

aus Gl. 6-11 die Dispersionsrelation für Schwerewellen

$$k_z^2 = k_x^2 \{ \omega_{BV}^2 / \omega^2 \} - k_x^2 \quad . \quad 6-12$$

Aus der Dispersionsrelation ist zu erkennen, daß sich Schwerewellen in vertikaler Richtung nur ausbreiten können, falls $\omega < \omega_{BV}$ ist.

In der Konvektionszone der Sonne ist die Konvektionsbedingung erfüllt, d.h. für die Beträge der Temperaturgradienten gilt: $|dT/dz|_{atm} > |dT/dz|_{ad}$. In diesem Bereich wird ein nach oben ausgelenktes Gaselement nicht zurückfallen sondern, da es wärmer als seine Umgebung ist, weiter aufsteigen. Gemäß Gl. 6-11 ist in der Konvektionszone ω_{BV} imaginär.

Die Ausbreitung von Schwerewellen im Sonneninneren ist daher auf einen Bereich zwischen dem Sonnenzentrum und dem Beginn der Wasserstoffkonvektionszone ($r \approx 0.75 R_\odot$, s. 6.3.1.) beschränkt. Andere Gebiete befinden sich am oberen Rand der Photosphäre im Bereich des Temperaturminimums und im Übergangsgebiet zwischen Chromosphäre und Korona. Auf diese wird nicht näher eingegangen.

In der Konvektionszone klingen die Amplituden wegen $\omega^2 < 0$ exponentiell ab. Schwerewellen und Konvektion können damit als stabile und instabile Reaktion auf die Wirkung der gleichen Rückstellkraft gedeutet werden.

Bei Annäherung an das Sonnenzentrum ($r \rightarrow 0$) gilt (s. Gl. 6-11): $\omega_{BV} \sim g \sim G\rho r \rightarrow 0$. Aus Gl. 6-11 und 6-12 folgt ferner, daß Schwerewellen nicht als rein radiale Wellen ($l = 0$) wegen $\cos(\zeta) = \omega / \omega_{BV} < 1$ existieren können (vgl. Abb. 6-2), sie breiten sich vorwiegend in horizontaler Richtung aus. Ihre Bewegung läßt sich auf die Wirkung der Schwerkraft zurückführen, welche bestrebt ist, Dichtefluktuationen auf konzentrischen Sphären im Stern auszugleichen.

Die maximale Frequenz der Schwerewellen ($\omega \rightarrow \omega_{BV}$) kann im Inneren der Sonne wie folgt abgeschätzt werden:

Der adiabatische Temperaturgradient ist gegeben durch

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad} = - \frac{(\gamma - 1)}{\gamma k} g m_H \quad 6-13$$

(k = Boltzmannkonstante, z = radiale Koordinate nach außen).

Mit der Schallgeschwindigkeit (Gl. 6-7) erhält man:

$$\omega_{BV} = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)}{v_s^2 \mu} g^2 + \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz}\right)_{atm}} \quad 6-14$$

Sei nun $r = 0.25 R_\odot$; aus Tabellen (Durrant 1981) folgt $T_r \approx 8 \cdot 10^6$ K, $M_r/M_\odot \approx 0.5$ und $\rho \approx 60$ g/cm³.

Mit $\bar{v}_s \approx 400$ km/s und $dT/dz \approx \Delta T/\Delta r \approx -0.04$ K/m folgt

$$v_{BV} = \omega_{BV}/2\pi \approx 1 \text{ mHz}$$

Detaillierte Modellrechnungen zeigen, daß die Brunt-Väisälä Frequenz $v_{BV} = \omega_{BV}/2\pi$ von $v_{BV} = 0$ bei $r/R_\odot = 0$ auf 0.45 mHz bei $r/R_\odot = 0.1$ anwächst und gemäß $v_{BV}^2 \sim (r/R_\odot)^{-1}$ wieder auf $v_{BV} = 0$ bei $r/R_\odot = 0.75$, dem Beginn der Konvektionszone in diesem Modell abfällt (Christensen-Dalsgaard et al. 1980). Im Mittel gilt:

$$\bar{v}_{BV} \approx 0.4 \text{ mHz}$$

Typische Eigenfrequenzen der g-Moden sind $v(n,1) =$

$v(1,1) = 0.26$ mHz (entsprechend 64 Minuten) und

$v(14,3) = 0.10$ mHz (164 Minuten) (Christensen-Dalsgaard 1982).

Die Trennung der Frequenzbereiche der langperiodischen Schwerewellen, die mit steigender Ordnung $(n,1)$ kleinere Frequenzen als $v \approx 0.4$ mHz besitzen, von den kurzperiodischen Schallwellen ($v \gtrsim 0.2$ mHz) (vgl. Abb. 6-2) zeigt, daß die beobachteten Intensitätsfluktuationen ($\bar{v} \approx 3.5$ mHz, vgl. 5.2.2.) im Bereich der akustischen Eigenfrequenzen der Sonne liegen.

Dies und die Ausbreitung von Schallwellen in der Sonne soll nachfolgend näher behandelt werden.

6.1.2. Das Resonatormodell

Eine durch eine Anregung (s.6.3.2.) erzeugte Druckstörung breitet sich im allgemeinen in Form von Schallwellen in einem breiten Frequenzband aus. Die beobachteten Fluktuationen der Intensität (s.5.2.2. und Woodard und Hudson 1983) bzw. der Radialgeschwindigkeit (Claverie et al. 1981b, Grec et al. 1983 (Moden mit $l < 4$), Deubner et al. 1979 ($l > 200$)) zeigen eine Konzentration der Amplituden in einem schmalen Frequenzbereich bei 3.5 mHz.

Die Beobachtung der gesamten Sonnenscheibe ($l < 4$) liefert eine gleichabständige Struktur diskreter Frequenzwerte (s. Abb. 1-2, 1-3, 5-8, 6-3); für den Fall der hohen nicht-radialen Moden ($l > 200$) beobachtet man einen parabolischen Verlauf (s. Abb. 1-1).

Es muß daher ein Mechanismus existieren, welcher aus dem breitbandig angeregten Spektrum diskrete Frequenzwerte innerhalb des Leistungsspektrums zuläßt.

Die Untersuchung spezieller Randbedingungen in der Sonne zeigt, daß die beobachtete modale Struktur durch das Modell des sphärischen Hohlraumresonators gut erklärt werden kann (Ulrich 1970, Ando und Osaki 1975, Leibacher und Stein 1981, Stein 1982).

In einem Resonator entsteht eine stehende Welle durch Superposition zweier in entgegengesetzter Richtung laufender Wellen. Die Bedingung für die Existenz einer resonanten Mode ist $\lambda = 2L/n$, wobei λ die Wellenlänge, L den Abstand der ideal reflektierenden Randflächen des Resonators beschreiben und $n \geq 1$ die radiale Knotenzahl ist. Realistischere Randbedingungen liefern

$$\int_{\text{Resonator}} k_z dz = (n + \frac{1}{2}) \pi \quad 6-15$$

für einen Resonator, der bei $z_1, z_2 = \text{konstant}$ begrenzt wird, da der oszillatorische Teil der Lösung der Wellengleichung im Resonator an die exponentiell abfallende Lösung außerhalb angepaßt werden muß.

Die Frage nach der Lokalisierung des Resonators (z_1, z_2) in der Sonne ist gleichbedeutend mit der Frage, an welchen Stellen Wellenausbreitung möglich ist ($k_z^2 > 0$), und somit stehende Wellen durch Überlagerung entstehen können, und wo diese Ausbreitung wegen $k_z^2 < 0$ nicht möglich ist.

Im folgenden soll zunächst die Lage des Resonatorbodens in der Sonne untersucht werden.

Möge eine Schallwelle von einem Punkt in der Nähe des oberen Bereichs der Konvektionszone unter einem beliebigen Winkel nach innen laufen, so folgt aus der Dispersionsrelation (6-6):

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{v_s^2} - k_x^2 \quad 6-16$$

mit

$$k_x^2 = \frac{l(l+1)}{r^2} \quad 6-17$$

wo k_x die horizontale, k_z die vertikale Komponente des Wellenvektors, l die sphärische Ordnung und r den Abstand vom Sonnenzentrum beschreiben.

a) Wellen mit niedriger Ordnung l

Wellen mit geringer Ordnungszahl l ($\omega = \text{konst.}$) dringen tief in das Sonneninnere ein. Radiale Schallwellen ($l = 0$) erreichen das Zentrum. In großem Abstand $r \approx R_\odot$ vom Zentrum ist k_x wegen Gl. 6-17 klein. Bei Annäherung an das Zentrum ($r \rightarrow 0$) nimmt k_x zu. Vertikale Wellenausbreitung ist nicht möglich falls $k_z = 0$ ist. Aus Gl. 6-16 und 6-17 folgt der minimale Abstand

$$r_{\min} = \sqrt{l(l+1)} \frac{\bar{v}_s}{\omega} \quad 6-18$$

Die Schallgeschwindigkeit kann im Rahmen dieser Abschätzung als konstant angesehen werden, weil die Temperatur über sehr große radiale Bereiche im Innern ($0 \leq r/R_\odot \leq 0.6$) nur um den Faktor 5 ansteigt (Durrant 1981), ganz im Gegenteil zu den Bedingungen in der Konvektionszone (s. Seite 116).

Für $\omega = 2\pi \cdot 3$ mHz und $\bar{v}_s = 300$ km/s folgt $r_{\min}(l=1) \approx 0.03 R_\odot$ und $r_{\min}(l=3) \approx 0.08 R_\odot$. Je höher die sphärische Ordnung l der Eigenfrequenz wird, desto größer wird der Abstand des Resonatorbodens vom Sonnenzentrum. Durch Einsetzen von Gl. 6-17 und 6-16 in 6-15 und Integration von $r = r_{\min}$ bis $r = R_\odot$ folgt, daß die Eigenfrequenzen $\nu(n,l)$ durch

$$\nu(n,l) = \left(n + \frac{1}{2} + \frac{3}{4}\right) \nu_0 \quad \text{mit } \nu_0 = \frac{\bar{v}_s}{2R_\odot} \quad 6-19$$

gegeben sind (Stein 1982).

Resonante Frequenzen verschiedener Moden (n,l) können also für ungerade und gerade l -Werte durch zwei diskrete, gleichabständige Serien dargestellt werden. Der Frequenzabstand zwischen zwei Maxima im Leistungsspektrum ist bei festem l und $n = m+1$ bzw. $n = m$ durch

$$\nu_0 = \Delta\nu(n \pm 1, l) = \left[2 \int_0^{R_\odot} \frac{dr}{v_s} \right]^{-1} \approx \frac{\bar{v}_s}{2R_\odot}$$

gegeben.

Mit $\bar{v}_s = 300$ km/s und $R_\odot = 7 \cdot 10^5$ km erhält man $\nu_0 \approx 0.2$ mHz entsprechend einer Periode von 80 Minuten, welches größenordnungsmäßig der fundamentalen Schwingungsperiode T_F entspricht (s. Seite 107). Diese kann jedoch jetzt durch verfeinerte Modelle und unabhängige Beobachtungen genauer bestimmt werden (vgl. auch 6.2.1., 6.3.1. und Abb. 6-3). Realistische Sonnenmodelle liefern typische Perioden im Bereich zwischen 64 Minuten ($n,l = 1,0$) und 4 Minuten ($n,l = 29,0$) (Christensen-Dalsgaard 1982, vgl. auch 6.3.1.). Aus der Abschätzung 6-19 folgt $\nu(1,0) = 0.26$ mHz sowie $\nu(29,0) = 4.17$ mHz. Der mittlere konstante Abstand beträgt somit $\Delta\nu \approx 140$ μ Hz oder $T_F \approx 120$ Minuten. Verschiedene Modelle liefern $\Delta\nu \approx 130$ μ Hz bis 140 μ Hz (Christensen-Dalsgaard und Gough 1980, vgl. auch 6.3.1.).

Die mittlere Frequenz der beobachteten Intensitätsfluktuationen ist $\bar{\nu} = 3.5$ mHz (s.5.2.2.). Da die Messung der ge-

samen Sonnenscheibe eine Präferenz für Moden mit geringem l -Wert bedeutet und hohe nichtradiale Schwingungen durch den Mittelungsprozeß der Intensitätsmaxima und -minima auf der Scheibe unterdrückt werden, können mit Gl. 6-19 die Frequenzen in der Umgebung von 3.5 mHz als akustische Eigenmoden mit $n \approx 25$ und $l = 0, 1, 2$ gedeutet werden (s. Abb. 6-3).

Dies wird auch durch die Beobachtung eines konstanten Frequenzabstandes unterstützt:

Aus Gleichung 6-19 kann erwartet werden, daß für die Frequenzabstände bei konstanter radialer Knotenzahl n und zunehmendem l -Wert gilt:

$$v(n,1)-v(n,0) = v(n,2)-v(n,1) = v_0/2 = 65 \text{ } \mu\text{Hz bis } 70 \text{ } \mu\text{Hz.}$$

Aus Abb. 5-8 (s.5.2.2. und Tab. 8) erhält man für den Spektralbereich B das Ergebnis, daß der mittlere beobachtete Frequenzabstand zwischen zwei Maxima im Leistungsspektrum $\overline{\Delta v} = (61 \pm 12) \text{ } \mu\text{Hz}$ beträgt. Radialgeschwindigkeitsmessungen liefern die Ergebnisse:

$$v(n,2)-v(n,1) = (61.1 \pm 0.4) \text{ } \mu\text{Hz, } v(n,1)-v(n,0) = (65.3 \pm 0.4) \text{ } \mu\text{Hz}$$

(Claverie et al. 1981b) und $v(n,2)-v(n,1) = (61.3 \pm 0.9) \text{ } \mu\text{Hz,}$
 $v(n,1)-v(n,0) = (64.3 \pm 1.2) \text{ } \mu\text{Hz}$ (Grec et al. 1983).

Vergleiche hierzu auch Abb. 1-2, 1-3, 6-3. Die Werte von Grec et al. wurden aus der Tabelle der publizierten Frequenzen im Bereich zwischen 2.5 mHz und 4 mHz bestimmt. Im Mittel folgt somit $\overline{\Delta v} = 63 \text{ } \mu\text{Hz}$ in guter Übereinstimmung mit dem Resultat aus 5.2.2.

Im Rahmen dieser Abschätzung erwartet man ferner, daß die Frequenzen $v(n,2)$ mit $v(n+1,0)$ sowie $v(n,3)$ mit $v(n+1,1)$ zusammenfallen (Gl. 6-19) so daß gilt: $v(n,2) - v(n,0) = v(n+1,0) - v(n,0) = v(n+1,1) - v(n,1) = 2 \overline{\Delta v} = v_0$. Aus den Radialgeschwindigkeitsmessungen folgt $2 \overline{\Delta v} = (126 \pm 1) \text{ } \mu\text{Hz}$. Die Intensitätsfluktuationen der Spektralbereiche B und HS besitzen einen mittleren gewichteten Frequenzabstand $2 \overline{\Delta v} = v_0 = (125 \pm 10) \text{ } \mu\text{Hz}$, wobei das Resultat in B mit zwei multipliziert wurde.

Genauere Modellrechnungen zeigen jedoch, daß die zuletzt gemachte Annahme $v(n,2) = v(n+1,0)$ und $v(n,3) = v(n+1,1)$ nur

eine erste Näherung darstellt. Nach Tassoul (1980) sind die Eigenschwingungen $\nu(n, l)$ der akustischen Moden mit $n \gg l$ in der adiabatischen Approximation durch den Ausdruck in Gl. 6-19 mit einem zusätzlichen additiven Term der Größe

$$(1(l + 1) + \delta) \frac{A \nu_0^2}{\nu(n, l)}$$

gegeben. Messungen über sehr lange Zeiträume (Grec et al. 1983, s. Abb. 1-3, 6-3) zeigen 2 eng benachbarte Maxima an den Punkten $\nu(n, 2) \approx \nu(n+1, 0)$ und $\nu(n, 3) \approx \nu(n+1, 1)$. Durch den Vergleich der Ergebnisse von Tassoul mit den Beobachtungen wurden die Modellkonstanten zu $A = -0.3$ und $\delta = -17$ festgelegt (Grec et al. 1983). Für $\nu(25, 0) \approx 3.6$ mHz zum Beispiel beträgt der Abstand der Mode $\nu(25, 0)$ von $\nu(24, 2)$ etwa 10 μ Hz. Somit folgt aus den Radialgeschwindigkeitsmessungen im Mittel $\Delta \nu(n \pm 1, l) = \nu(n+1, 0) - \nu(n, 2) - \nu(n, 0) = (10 + 125) \mu\text{Hz} = 135 \mu\text{Hz}$. Das Auftreten eng benachbarter Maxima im Abstand von 10 μ Hz kann aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial nicht bestätigt werden (s. 5.2.2.). Ursache ist einmal, daß wegen der Meßzeit T die spektrale Auflösung ($\Delta \nu_n = 1/T$) nicht ausreicht. Eine sichere Trennung der Maxima erfordert $\Delta \nu_n \leq 1/1.5T \leq 6 \mu\text{Hz}$. und somit $T \geq 45$ Stunden (Loumos und Deeming 1978). Zusätzlich erschweren die 11.6 μ Hz Seitenbänder der 24 Stunden-Modulation des Datenzuges die Identifikation. Dies kann allein durch eine kontinuierliche Messung, wie sie zum Beispiel Grec und Mitarbeiter vom Südpol aus durchführten, vermieden werden.

b) Wellen mit hoher Ordnung l

Mit dem gleichen Resonatormodell läßt sich auch die modale Struktur der 5 Minuten-Oszillationen deuten, die mit hoher räumlicher Auflösung beobachtet werden, da der Detektor nur einen kleinen Bereich der Sonnenscheibe zu erfassen gestattet (s. Abb. 1-1), und die als akustische Moden mit $l > 200$ interpretiert werden (Deubner et al. 1979).

Bei gleichem Abstand r vom Sonnenzentrum ist in der Nähe des Sonnenrandes ($r \approx R_\odot$) k_x in Gl. 6-17 für $l > 200$ wesentlich

größer als im Fall der Moden mit geringem l -Wert. Nach Gl. 6-16 wird der Grenzfall $k_z = 0$ bereits im Bereich der Konvektionszone erreicht. Mit $r = 0.9R_\odot$, $\bar{v}_s = 40$ km/s und $\nu = 3.5$ mHz ist $k_z = 0$ für $l \approx 370$ erfüllt. In diesem Bereich ist wegen $r \approx R_\odot$ die horizontale Komponente des Wellenvektors $k_x \approx \sqrt{l(l+1)}/R_\odot \approx$ konstant, die Temperatur steigt jedoch innerhalb des Intervalls ($1.0 \geq r/R_\odot \geq 0.9$) um einen Faktor 170 an (Durrant 1981). Die Schallgeschwindigkeit nimmt in diesem Gebiet gemäß Gl. 6-7 und 6-13

$$v_s = \sqrt{(\gamma - 1) \cdot g \cdot z' / \mu} \quad 6-20$$

zu, wobei $z' = R_\odot - r$ die Tiefe unter der Photosphäre, g die Schwerebeschleunigung und $\gamma = c_p/c_v$ sowie μ das mittlere Molekulargewicht beschreiben. In der Tiefe $z'_{\max}$ wird schließlich $v_s = \omega/k_x$ erreicht sein. Somit gilt

$$z'_{\max} = \omega^2 R_\odot^2 \mu / (\gamma - 1) \cdot g \cdot l(l+1) \quad 6-21$$

und die Integration der Gleichung 6-15 vom Sonnenrand ($z' = 0$) bis $z = z'_{\max}$ führt zu

$$\nu^2(n, l) = (n+1/2) (\gamma - 1) g \mu \sqrt{l(l+1)} / 2\pi^2 R_\odot \quad 6-22$$

und somit $\nu^2(n, l) \sim k_x$ (Stein 1982).

Die parabolische Struktur der Moden wird durch die Messungen ebenfalls gut bestätigt (vgl. Abb. 1-1).

Das Resonatormodell läßt sich zusammenfassend für Moden mit niedrigem und hohem l -Wert durch folgendes konsistentes Bild darstellen: Die von einem Punkt bei $r \approx R_\odot$ unter einem beliebigen Winkel nach innen laufende Schallwelle wird bei ihrem Eindringen in das Sonneninnere von der radialen Richtung abgelenkt. Der Resonatorboden ist durch den radialen Abstand gekennzeichnet, an dem wegen Gl. 6-16 keine Wellen-

ausbreitung in z-Richtung möglich ist und Totalreflexion einsetzt. Die Bedingung $k_z = 0$ wird auf unterschiedliche Weise erfüllt. Moden mit niedrigem l-Wert werden in einem Resonator gebildet, in dem v_s konstant ist und k_x nach innen anwächst. Die Situation ist im Fall der Moden mit hohem l-Wert umgekehrt. Sie entstehen in einem flachen Resonator innerhalb der Konvektionszone, dort ist k_x konstant und v_s nimmt mit der Tiefe zu, bis $k_z = 0$ erreicht ist.

Der obere Rand des Resonators wird durch das steile Abfallen von Temperatur, Druck und Dichte im oberen Bereich der Konvektionszone und in der Photosphäre definiert. In einer geschichteten Atmosphäre geht die Dispersionsrelation 6-16 über in

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{v_s^2} - k_x^2 - (4H^2)^{-1} \quad 6-23$$

(vgl. Leibacher und Stein 1981, Stein 1982). H ist die Skalenhöhe des Druckes. Hieraus kann eine akustische Abschnidefrequenz $\omega_{ac} = v_s/2H$ definiert werden. Frequenzen mit $\omega \leq \omega_{ac}$ führen nach Gl. 6-23 zu $k_z^2 \leq 0$ unabhängig von k_x und somit unabhängig von l. Die vertikale Ausbreitung ist für Schallwellen mit diesen Frequenzen nicht möglich. Die Bedingung $\omega \leq \omega_{ac}$ ist gleichbedeutend mit der Bedingung der perfekten Reflexion von Schallwellen in einer Atmosphäre $\lambda \geq 4\pi H$, wobei λ die Wellenlänge ist (Cox 1967).

Wegen der Temperaturabhängigkeit der Abschnidefrequenz $\omega_{ac} \sim \sqrt{1/T}$ steigt ihr Wert in den äußeren Bereichen der Sonne aufgrund des steilen Temperaturgradienten stark an, so daß akustische Wellen mit einem breitbandigen Spektrum innerhalb eines sehr geringen Höhenintervalls reflektiert werden. Im Bereich der oberen Photosphäre besitzt die Temperatur ein Minimum ($T = 4200$ K in einer Höhe $h = 560$ km über dem Bezugsniveau $h = 0$ km, welches durch die optische Tiefe $\tau(500 \text{ nm}) = 1.0$ definiert ist (Allen 1973).). Diesem Temperaturminimum entspricht eine maximale Abschnidefrequenz

$$\nu_{ac} = \omega_{ac} / 2\pi = 5.5 \text{ mHz}$$

(Christensen-Dalsgaard und Gough 1980, Leibacher und Stein 1981).

Die modale Struktur der 5 Minuten-Oszillationen der Sonne ist also insgesamt gut durch das Modell zu beschreiben, wobei der Resonatorboden umso tiefer in der Sonne liegt, je kleiner die sphärische Ordnung l wird.

Im Gegensatz hierzu ist noch völlig ungeklärt, warum überhaupt nur ein sehr enger Frequenzbereich um 3.5 mHz sowohl für die Moden mit $l \approx 1$ als auch für $l \gg 1$ beobachtet wird. Im Falle der $l = 0, 1, 2, \dots$ Moden bedeutet dies z. B. eine bevorzugte Anregung der 16. bis 26. Oberschwingung der Grundperiode (vgl. Abb. 6-3). Die modale Struktur (Gl. 6-19) zwischen 1 mHz und 2 mHz wird zum Beispiel nicht beobachtet (vgl. auch Abb. 1-2, 1-3). Offenbar sind die Amplituden außerhalb des Frequenzbereiches 2.5 mHz bis 4 mHz sehr klein oder sie werden auf sehr kurzen Zeitskalen stark gedämpft. Genaue Untersuchungen des Zusammenhanges zwischen Anregungsmechanismus und Lebensdauer bzw. Dissipation der Modenenergie liegen noch nicht vor (vgl. auch 6.3.2.).

6.2. Vergleich der Ergebnisse mit anderen Autoren

Der Vergleich der Resultate mit anderen Messungen und theoretischen Modellen (s.6.3.) soll getrennt nach Frequenzen und Amplituden erfolgen.

6.2.1. Frequenzen

Die Frequenzwerte der identifizierten diskreten und signifikanten Maxima in den Leistungsspektren des Spektralbereichs B und H β (Abb. 5-8, 5-10, 5-11) sind zusammen mit den Ergebnissen anderer Messungen (s.1.) und mit theoretischen Modellrechnungen (s.6.3.1.) in der Abbildung 6-3 eingezeichnet. Spektralbereich B: Symbol Δ , Spektralbereich H β : Symbol ∇ . Die Moden mit gleichem Parameter (n,l) der verschiedenen theoretischen Modelle wurden durch Geradenstücke miteinander verbunden; am oberen Ende ist der betreffende Index (n,l) angeschrieben. Auf die Modelle wird in 6.3.1. näher eingegangen werden.

Neben den Frequenzen der solaren Maxima (vgl. Tab. 7, 9, 10) wurden zusätzlich die Frequenzen der signifikanten Maxima (>99.9%) aus dem Bereich zwischen 2.5 mHz bis 4 mHz in Abb. 6-3 eingezeichnet, deren solarer Ursprung aufgrund der Diskussion in Kapitel 5 marginal ist. Diese Werte sind in Abb. 6-3 eingeklammert.

Die Lage der gemessenen Frequenzwerte wird in Abb. 6-3 mit anderen Messungen verglichen, dabei werden aus Gründen der Übersichtlichkeit die Frequenzen in Ordinateenrichtung auseinandergezogen, so daß jeder Messung eine horizontale Zeile zuzuordnen ist. Die anderen Messungen sind in Abb. 6-3 von unten nach oben:

1. Resonanzspektroskopische Messungen aus dem Jahr 1979/1980
Symbol $\bullet$ (Grec et al. 1983)
2. Resonanzspektroskopische Messungen aus den Jahren 1976 bis 1980, Symbol ∇ (unten: 1976, oben 1980) (Claverie et al. 1980, 1981a).

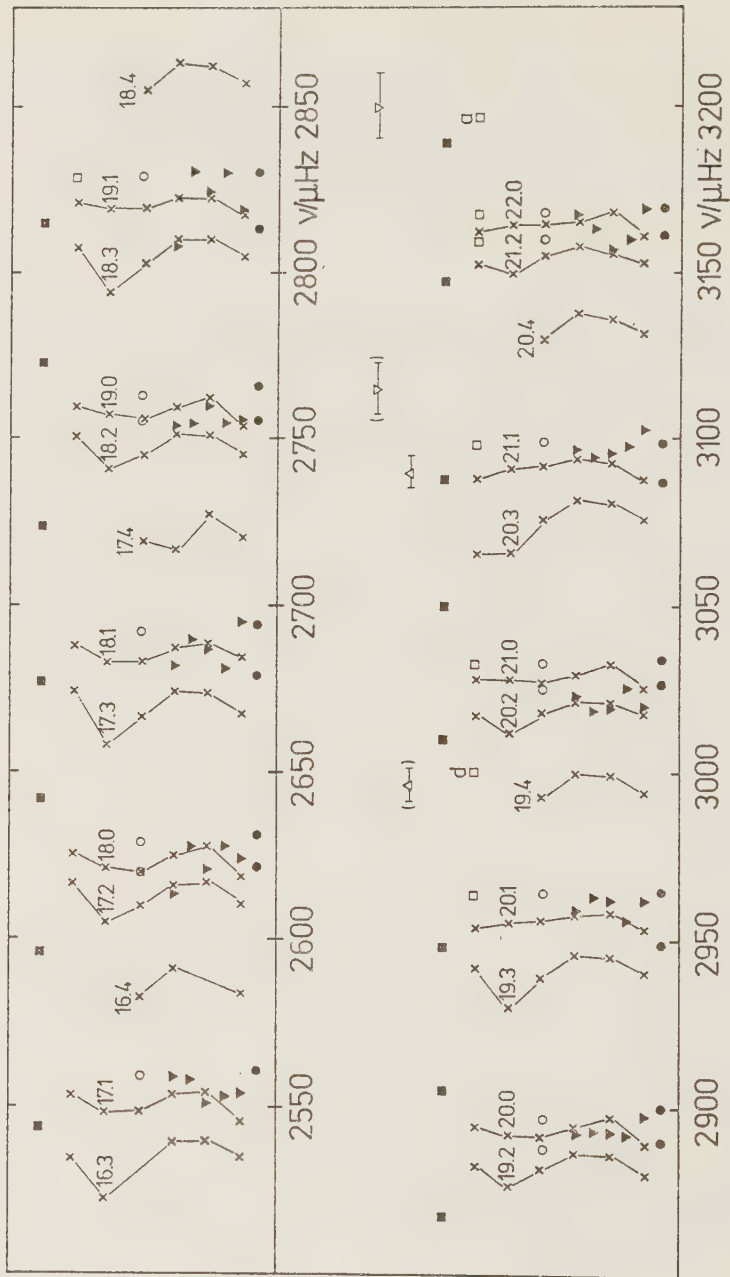


Abb. 6-3 Vergleich der Frequenzen signifikanter Maxima in B (Δ) und H3(V) mit anderen Messungen und mit theoretischen Modellen (x). Vergleichende Text. Frequenzbereich von 3.2 mHz bis 3.9 mHz; nächste Seite.

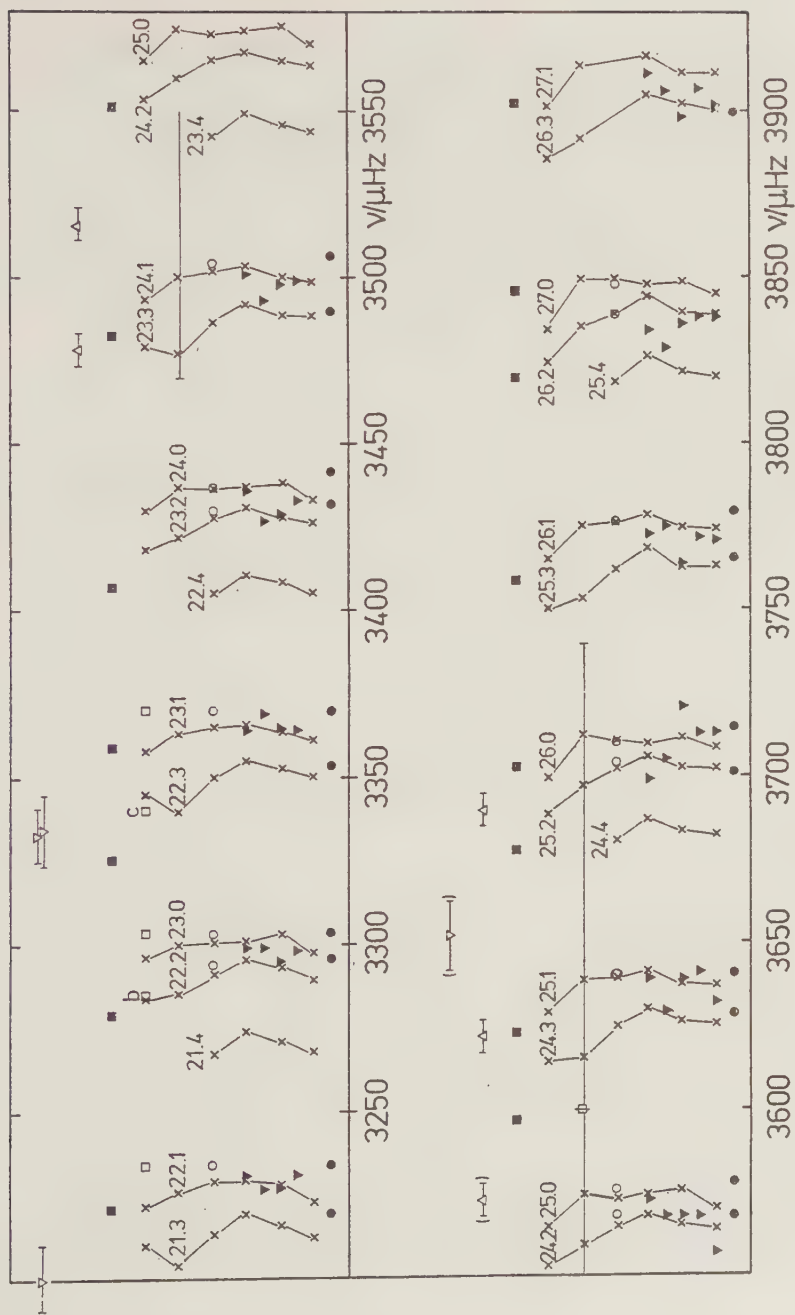


Abb. 6-3 (Fortsetzung).

3. Resonanzspektroskopische Messungen aus dem Jahr 1980, Symbol $\circ$ (Claverie et al. 1981b)
4. Photometrische Messungen der Intensitätsfluktuation im Kopf des Kometen 1973f (Kohoutek) bei H β (Halbwertsbreite = 9.8 nm), Symbol $\oplus$ (Schlosser und Isserstedt 1975).
5. Bolometrische Messungen (SMM-Satellit) aus dem Jahr 1980, Symbol $\square$ (Woodard und Hudson 1983). Diese Werte wurden aus Tab. I im Vergleich mit Fig.1 bei Woodard und Hudson (1983) eingezeichnet. Zu bemerken ist jedoch, daß diese Autoren nur dann ein relatives Maximum in ihrem Leistungsspektrum als reell bezeichnen, wenn seine Frequenz nicht mehr als 2 μ Hz von einem bereits publizierten Wert abweicht, und die Zufallswahrscheinlichkeit des Rauschpegels unter 5% liegt (Woodard und Hudson 1983, p.69). Vergleicht man jedoch ihr Leistungsspektrum mit ihrer Tabelle I, so findet man 4 weitere Maxima, die eine vergleichbare Signifikanz besitzen, wie die von den Autoren identifizierten Maxima bei 3.370 mHz und 3.099 mHz, jedoch nicht mit, bis dahin, publizierten Werten übereinstimmen. Diese 4 zusätzlichen Werte liegen bei $\nu = 3.197, 3.285, 3.340$ und 3.001 mHz und wurden mit der Bezeichnung $\square^a, \square^b, \square^c, \square^d$ zusätzlich in Abb. 6-3 eingezeichnet.
6. Resonanzspektroskopische Messungen aus dem Jahr 1981, Symbol $\blacksquare$ (Scherrer et al. 1983). Diese Moden sind, aufgrund der Detektorgeometrie (vgl. 1.) als Moden mit höherem l-Wert (3, 4, 5) zu identifizieren und daher wegen der abnehmenden Empfindlichkeit bei Messungen der gesamten Scheibe für Moden mit $l > 3$ mit diesen Werten nicht direkt vergleichbar.

Die Fehler σ_ν der Frequenzen der Bochumer Ergebnisse sind durch die Abstände der unabhängigen Fourierfrequenzen $\Delta\nu = 1/N\Delta t$ gegeben und betragen $\sigma_\nu = \pm 4.7 \mu\text{Hz}$ (Spektralbereich B) sowie $\pm 10.6 \mu\text{Hz}$ (1981, H β) und $\pm 7.8 \mu\text{Hz}$ (1983, H β) (s.5.2.3.).

Die spektroskopisch und bolometrisch ermittelten Frequenzen besitzen einen mittleren Fehler, aufgrund der wesentlich längeren Zeitserien (bis auf ∇), von $\sigma_\nu = \pm 1 \mu\text{Hz}$ bis $\pm 3 \mu\text{Hz}$

(vgl. auch Scuflaire et al. 1982).

Die spektroskopischen Resultate zeigen zunächst eine gute Übereinstimmung, zum Teil auch mit den bolometrisch gefundenen Werten (s. jedoch Punkt 5). Allerdings werden auch Unterschiede in den Messungen aus dem Zeitraum 1976 bis 1980 (Symbol ▼) beobachtet, die zum Teil darauf zurückgeführt werden könnten, daß die Frequenzauflösung nicht ausreichte, um den von Grec und Mitarbeitern (1983) beobachteten Abstand benachbarter Moden ($\approx 10 \mu\text{Hz}$) aufzulösen (vgl. 6.1.2.).

Die Ergebnisse der Intensitätsfluktuationen (s. 5.2.2. und 5.2.3.) zeigen zunächst im Bereich 3.0 mHz bis 3.7 mHz die von der Theorie geforderte äquidistante Struktur akustischer Moden mit niedrigem l -Wert. Der Vergleich des konstanten Frequenzabstandes mit anderen Messungen und theoretischen Modellvorstellungen wurde bereits in 6.1.2. durchgeführt. Einige Frequenzen stimmen in ihrer Lage mit anderen Ergebnissen im Rahmen der Fehler überein (vgl. Abb. 6-3). Im Spektralbereich B sind dies: $\nu = 3.090 \text{ mHz}$ ($n, l = 21, 1$), 3.622 mHz ($25, 1$) und 3.516 mHz ($24, 1$) sowie 3.573 mHz ($25, 0$). Letztere wird aber leider nur an einem Tag beobachtet (s. 5.2.3.) und ist aufgrund der in 5.2.3. genannten Kriterien (vgl. Tab. 7) aus diesen Messungen nicht eindeutig in ihrem solaren Ursprung zu bestätigen. In H β liegen die Frequenzen bei 3.200 mHz und $3.334 \text{ mHz}/3.333 \text{ mHz}$ bei den Maxima a und c der bolometrischen Ergebnisse.

Es fällt auf, daß bis auf $\nu = 3.516 \text{ mHz}$ in B, alle beobachteten signifikanten Maxima in B und in H β in ihren Schwerpunktfrequenzen gegenüber den Messungen der Radialgeschwindigkeit zu niedrigeren Werten leicht verschoben sind. An dieser Stelle ist jedoch ein Unterschied zwischen Radialgeschwindigkeits- und Intensitätsmessungen zu berücksichtigen. Die Messung einer Radialgeschwindigkeit bzw. einer Strahlungsintensität besteht aus einem über die gesamte Sonnenhalbkugel integrierten Signal, zu dem verschiedene Moden ($l = 0, 1, 2, 3$) aus verschiedenen Gebieten auf der Sonnenoberfläche beitragen (s. Abb. 6-1). Die Größe des Detektors ($\approx$ scheinbarer Sonnendurchmesser)

wirkt bezüglich der beobachtbaren Moden wie ein räumlicher Filter, dessen Empfindlichkeitsfunktion $\epsilon(l,m)$ die Beiträge der einzelnen Moden beschreibt. Sei $\vec{e}_r$ ein Einheitsvektor in Beobachtungsrichtung (Sichtlinie) und $d\vec{f}$ ein infinitesimal kleines Oberflächenelement auf der Sonnenoberfläche. Die Meßwerte der Intensität und der Radialgeschwindigkeit sind gegeben durch:

$$\langle I \rangle = \frac{1}{\iint d\vec{f} \cdot \vec{e}_r} \iint I(d\vec{f} \cdot \vec{e}_r) \quad 6-24$$

und

$$\langle v \rangle = \frac{1}{\iint d\vec{f} \cdot \vec{e}_r} \iint (\vec{v} \cdot \vec{e}_r) (d\vec{f} \cdot \vec{e}_r) \quad 6-25$$

Die Beiträge zu den Amplituden I und v werden wiederum durch $Y_1^m(\theta, \phi)$ bestimmt (Hill 1978). Die Geschwindigkeitsmessungen besitzen somit einen Signalanteil welcher zum Sonnenrand ($\phi \rightarrow \pm\pi/2$, $\theta \rightarrow 0, \pi$) hin stärker abfällt als die Messungen der Intensität. Hill (1978) berechnete die räumliche Empfindlichkeitsfunktion $\epsilon(l,m)$, ausgehend von Gl. 6-24 und 6-25, durch Faltung der harmonischen Funktion $Y_1^m(\theta, \phi)$ mit einer Gewichtsfunktion, welche die Detektorgeometrie beschreibt, entsprechend den Messungen für $v = v_{\text{rad}}$ und I . Sein Ergebnis ist, daß beide Beobachtungsarten, wie zu erwarten, eine maximale Empfindlichkeit für Moden mit $l = 0, 1, 2$ besitzen. Die Empfindlichkeitsfunktion hat einen Verlauf $\epsilon(l) \sim l^{-\alpha}$, wobei $\alpha = 3/2$ für Intensitätsmessungen und $\alpha = 3$ für Radialgeschwindigkeitsmessungen gilt. Der Vergleich dieser l -Abhängigkeit zeigt, daß die Intensitätsoszillationen bei $l = 2, 3$ ein höheres Gewicht besitzen ($\epsilon_I/\epsilon_v = 2.8$ ($l = 2$) und 5.2 ($l = 3$)). Da der Abstand zwischen zwei eng benachbarten Moden $v(n-1, 2)$ und $v(n, 0)$ sowie $v(n, 3)$ und $v(n+1, 1)$ von der Größenordnung der spektralen Auflösung der Zeitserie ist (s.6.1.2.), ist zu erwarten, daß die beobachtete mittlere Frequenz leicht zu höheren l -Werten verschoben wird als Radialgeschwindigkeitsmessungen vergleichbarer spektraler Auflösung.

Ein Beispiel ist durch den Vergleich in Abb. 6-3 bei $\nu = 3.622$ mHz gegeben. Dieses Maximum liegt zwischen $\nu(25,1)$ und $\nu(24,3)$ und ist im Vergleich mit Geschwindigkeitsmessungen vergleichbarer Auflösung (Symbol ∇) leicht zu $l = 3$ verschoben. Im Vergleich mit den theoretisch berechneten Eigenfrequenzen (s. 6.1.2. und 6.3.1 u. Abb. 6-3) bedeutet eine Verschiebung zu höheren l -Werten eine Frequenzerniedrigung in Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Abb. 6-3.

6.2.2. Amplituden

Die mittlere Amplitude der relativen Intensitätsfluktuationen aus einer 30-stündigen Meßzeit in 5 Tagen im Spektralbereich B beträgt $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = (4.8 \pm 1.1) 10^{-5}$ (s. 5.2.2.). Die aus dem Leistungsspektrum ermittelte Amplitude (vgl. Abb. 5-8) stellt eine obere Grenze für die relative Intensitätsfluktuation dar. Einmal trägt das zufällige Rauschen, $\sigma_p = (1/\sqrt{Z T}) \approx 2 \cdot 10^{-6}$, zu jedem Punkt im Leistungsspektrum bei, ferner wird die Amplitude systematisch zu hoch eingeschätzt, weil immer nur die höchsten Spitzen im Leistungsspektrum identifiziert werden (vgl. Kriterium in 5.2.3.). Der Gesamtbeitrag ist von der Größenordnung des mittleren Fehlers ($1.1 \cdot 10^{-5}$). Durch Vergleich der Ergebnisse aus den Leistungsspektren der einzelnen Tage (vergleiche Tab. 6 und 7) wird deutlich, daß offenbar die Amplituden auf Zeitskalen von einigen Tagen moduliert werden. Am 31. Dez. 1982 ist im Bereich zwischen 3 mHz und 4 mHz kein signifikantes Signal oberhalb $2 \cdot 10^{-5}$ zu beobachten.

Diese Modulation wird auch in Radialgeschwindigkeitsmessungen beobachtet. Grec und Mitarbeiter (1983) untersuchten Fluktuationen der integrierten Gesamtleistung im Bereich zwischen 2 mHz bis 5 mHz und finden eine rms-Schwankung über 200 Stunden von 20% sowie um einen Faktor 2 innerhalb 50 Stunden. Da diese Autoren in diesem Frequenzbereich nahezu 30 Maxima beobachten (Abb. 1-3), ist bei einer unabhängigen Modulation der Amplitude einer einzelnen

Mode um 100% ein rms-Wert von 18% über 200 Stunden zu erwarten. Dies führt die Autoren zu dem Schluß, daß offenbar jede Schwingungsmode zufällig und unabhängig angeregt wird (s.6.3.2., Grec et al. 1983).

Aus den Amplitudenvariationen im Radialgeschwindigkeitsbereich, $\sigma = \pm 0.20$ über 200 Stunden und ± 0.35 über 50 Stunden folgt eine zu erwartende Änderung der Amplitude im Spektralbereich B ($T = 30^h$) von $\sigma = \pm 0.49$, entsprechend einem Faktor 3, was gut mit den Beobachtungen übereinstimmt. Wegen $\exp(-T/\tau) = 1/3$ kann die Größenordnung der typischen Lebensdauer, entsprechend der Abklingzeit τ , auf $T \approx 30^h$ abgeschätzt werden.

Grec und Mitarbeiter (1983) finden, daß die Halbwertsbreite der Maxima der Frequenzen oberhalb 3 mHz im Leistungsspektrum größer ist als die zu erwartende Breite, welche durch die Länge der Messung gegeben ist ($\Delta\nu_n = 1.97 \mu\text{Hz}$). Die Maxima der Radialgeschwindigkeitsvariationen bei 3.690 mHz und 3.432 mHz, z.B., besitzen eine Breite von 9 μHz und 7 μHz , somit gilt für diese Amplituden: $\tau \approx 30^h - 40^h$, andere Maxima (unterhalb 3 mHz) entsprechen in ihrer Schärfe der spektralen Auflösung ($\tau > 140^h$) (Grec et al. 1983).

Auch die Fluktuationen der bolometrisch gemessenen Amplituden zeigen typische Variationen der gleichen Größenordnung auf vergleichbaren Zeitskalen. Fröhlich (1982) untersuchte die mit dem SMM-Satelliten gewonnenen Amplituden (Woodard und Hudson 1983), die im Mittel $3.5 \cdot 10^{-6}$ betragen und zum Teil breiter sind als die spektrale Auflösung eines 12 Tage-Intervalls (0.9 μHz). Er findet, daß die Amplituden im Bereich zwischen 3 mHz und 3.7 mHz auf Zeitskalen $\tau \leq 40$ Stunden Werte zwischen $5 \cdot 10^{-6}$ und $2.5 \cdot 10^{-5}$ annehmen können, vergleichbar mit dem Resultat aus 5.2.3.

Im Lichte dieser Ergebnisse stellen die Amplituden der beobachteten Intensitätsfluktuationen also keinen signifikanten Unterschied zu anderen Messungen dar. Jedoch sollte an dieser Stelle auf die in Kap.1 erwähnte Diskrepanz zwischen dem Ergebnis der bolometrischen Amplitude der Satellitenmessungen ($\Delta I/I$)_{rms} $\leq 4.5 \cdot 10^{-6}$ für die 160 Minuten-Oszillation

und $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = 2 \cdot 10^{-4}$ im Infrarot durch erdgebundene Messungen ($\lambda = 1.65 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0.06 \mu\text{m}$) hingewiesen werden. Letztere stehen im Einklang mit unabhängig durchgeführten resonanzspektroskopischen Messungen der 160 Minuten-Oszillation bezüglich Phase und Periode über einen Zeitraum von mehr als 5 Jahren (Kotov et al. 1983).

Die mittlere Amplitude der Intensitätsfluktuation im Spektralbereich H β ist $(\Delta I/I)_{\text{rms}} = (1.2 \pm 0.3) 10^{-4}$ (s. 5.2.3.). Auch hier wird eine Modulation der Amplitude beobachtet, da am 7. Jan. 1983 kein signifikantes Signal oberhalb $4 \cdot 10^{-5}$ gefunden wird. Die mittlere Amplitude ist höher als das Ergebnis im Kontinuum (B) sowie die bolometrische Fluktuation. Hier macht sich neben dem oszillatorischen Verhalten des photosphärischen Kontinuums vor allem der Einfluß einer starken Absorptionslinie im Bandpass des verwendeten Filters bemerkbar. Eine einfache Erklärung bietet sich durch das Ergebnis der folgenden Abschätzung an:

Die Äquivalentbreite der H β -Linie beträgt im Mittel, über die Sonnenscheibe integriert, $W_\lambda = 0.25 \text{ nm}$, entsprechend 6.7% der Äquivalentbreite des H β -Filters (vgl. Tab. 1 und Abb. 3-4). Eine relative Änderung der Äquivalentbreite der Absorptionslinie führt somit zu einer relativen Intensitätsänderung

$$\frac{\Delta I}{I} = 6.7 \cdot 10^{-2} \frac{\Delta W_\lambda}{W_\lambda} .$$

Mit dem gemessenen Wert von $(\Delta I/I) = 1.2 \cdot 10^{-4}$ erhält man somit

$$\frac{\Delta W_\lambda}{W_\lambda} = 1.8 \cdot 10^{-3}$$

Die Äquivalentbreite einer Wasserstoffabsorptionslinie als Funktion der Parameter $\theta_e = 5040/T_{\text{eff}}$ und g (T_{eff} = effektive Temperatur, g = Schwerebeschleunigung) ist in Unsöld (1968) dargestellt. Die dort durchgeführte Rechnung gilt streng für H γ , ist aber im Rahmen dieser Abschätzung mit H β verträglich. Das Verhalten der Äquivalentbreite ist vergleichbar mit den Eigenschaften des β -Index der schmalbandigen Strömgrenphotometrie als Maß für die absolute Hellig-

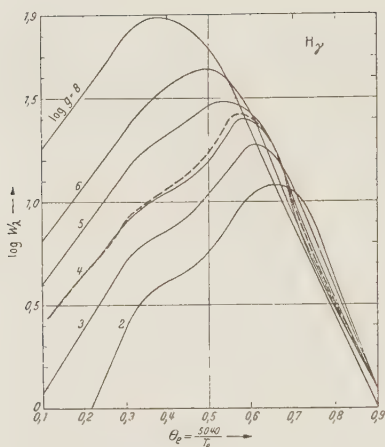


Abb. 6-4 Äquivalentbreite W_λ von $H\gamma$ ($\lambda = 434$ nm) in Ångström, als Funktion von $\theta_e = 5040/T_{\text{eff}}$ und Schwerebeschleunigung g (cm/s^2) (Unsöld 1968, Fig. 151).

keit bei Spektraltypen O bis A, bzw. als Indikator für T_{eff} bei späten Typen. Im Bereich $\theta_e > 0.7$ ist der Gradient $d(\lg W_\lambda)/d\theta_e$ unabhängig von $\lg(g)$ und somit vom Gasdruck. Für die Sonne gilt: $\theta_e = 0.87$. Aus Abb. 6-4 (Fig. 151, Unsöld 1968) erhält man $(\Delta W_\lambda/W_\lambda) \approx 10 (\Delta T_{\text{eff}}/T_{\text{eff}})$, somit folgt aus der gemessenen Intensitätsfluktuation eine Temperaturvariation von 1 K bis 2 K.

Holweger und Testerman (1975) beobachteten zeitliche Variationen der Äquivalentbreite ausgewählter Linien innerhalb eines Bereiches von (3500×10000) km auf der Sonnenoberfläche. Diese Linien (FeI, FeII) entstehen hauptsächlich in einer optischen Tiefe $\tau = 0.01$, da die Konzentration der Atome mit wachsender Tiefe in der Atmosphäre wegen verstärkter Ionisation abnimmt. Die an diesen Linien gemessene mittlere relative Variation der Äquivalentbreite beträgt $\langle (\Delta W_\lambda/W_\lambda) \rangle \approx 0.02$, die aus einem Modell bestimmte Temperaturfluktuation ist 20 K.

Aus einem photosphärischen Modell für den Zusammenhang zwischen T , τ und h , wobei h die Höhe in der Photosphäre über $\tau(\lambda = 500 \text{ nm}) = 1.0$ bezeichnet (Allen 1973), erhält man,

daß $\tau = 0.01$ einer Höhe $h = 300$ km entspricht.

Eine Abschätzung der mittleren Entstehungshöhe der H β -Linie in der Photosphäre kann wie folgt gewonnen werden:

In der Balmerlinie H β tragen zur Äquivalentbreite die Dämpfungsflügel sowie der Dopplerkern bei. Die Linieneinsenkung r_v bei Mittelung über die gesamte Sonnenscheibe ist

$$r_v = \frac{B_v\{T(\tau = 2/3)\} - B_v\{T(x_v = 2/3)\}}{B_v\{T(\tau = 2/3)\}}$$

(Unsöld 1968), wobei $B_v(T)$ die Kirchhoff-Planckfunktion, $\tau = - \int \kappa \, dh$ die optische Tiefe mit dem kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten κ , und $x_v = - \int (\kappa + \kappa_v) \, dh$ die Summe aus den Koeffizienten für kontinuierliche Absorption und Linienabsorption (κ_v) beschreiben.

Die Flügel der Balmerlinien ($\kappa_v \ll \kappa$) entstehen in Schichten der Photosphäre, die dem Bereich der optischen Tiefe τ für das Kontinuum entsprechen. Gemäß der Eddington-Barbierschen Näherung, gemittelt über die Sonne, ist $I_v(\tau=0) \approx B_v\{T(\tau=2/3)\}$, somit gilt $\tau_{\text{Flügel}} \approx 2/3$.

Das Zentrum der Linie ($\kappa_v \gg \kappa$) entsteht bei $\tau \approx 2\kappa/3(\kappa + \kappa_v)$, also in entsprechend höheren Gebieten.

Lineare Interpolation des tabulierten Photosphärenmodells (Allen 1973, dies ist i.W. die Harvard Smithsonian Reference Atmosphere) liefert für $\tau = 2/3$ eine Höhe $h \approx 24$ km.

Die mittlere Entstehungshöhe des Kerns wird über die Höhe bestimmt, die der Grenztemperatur für graue Atmosphären $T_o = 0.84 T_{\text{eff}}$ entspricht. Mit $T_{\text{eff}} = 5780$ K (Durrant 1981) findet man $T_o = 4855$ K und $h \approx 200$ km.

Die Unsicherheit in der Bestimmung dieser Höhe ist jedoch im Rahmen dieser Abschätzung unkritisch, da das Gewicht der Flügel aufgrund des Flächenanteils an der Äquivalentbreite der Absorptionslinie gegenüber dem Anteil des Linienkerns 5.3 : 1 beträgt. Somit erhält man als gewichtetes Mittel für den Entstehungsort der H β -Linie: $\bar{h} = 50$ km.

Der Vergleich der aus der beobachteten Intensitätsfluktuation abgeleiteten Variation der Äquivalentbreite und der Temperatur mit den von Holweger und Testerman (1975) beobachteten Werten zeigt, daß letztere um einen Faktor 10 größer sind. Dieser Unterschied hat offensichtlich seine Ursache in den unterschiedlichen Entstehungshöhen der Linien: Im oberen Bereich der Photosphäre fallen Druck und Dichteexponentiell ab, während die Temperatur sich vergleichsweise wenig ändert. Wegen der Konstanz des Energieflusses der Schallwelle $\Phi = \rho \xi^2 v_g$ steigt die Amplitude gemäß $\xi \sim 1/\sqrt{\rho v_g}$ an; dieses führt zu einem deutlichen Aufsteilen des Dichteverlaufs in der Druckwelle innerhalb weniger Skalenhöhen. Untersuchungen über das höhenabhängige Verhalten der Geschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen zeigen, daß die relative Amplitude der Temperaturosillationen aufgrund der zunehmenden Strahlungsrelaxationszeit bei 3.3 mHz im Höhenbereich zwischen $\tau = 0.5$ und $\tau = 0.01$ um einen Faktor 10 anwächst (Noyes und Leighton 1963, Noyes 1967).

6.3. Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Modellen

Die erste Ankündigung der beobachteten 5 Minuten-Oszillationen mit niedriger Ordnung l durch Claverie et al. (1979) führte sofort zu Versuchen, die Frequenzen mit Modellrechnungen zu vergleichen. Ein erstes Resultat dieser Vergleiche mit bis dahin existierenden Modellen zeigte, daß die gemessenen Frequenzen und insbesondere ihr annähernd äquidistanter Abstand der Maxima im Leistungsspektrum (s.6.1.2.) zwischen zwei Moden mit $l = \text{konstant}$ und $\Delta n = \pm 1$ einem Sonnenmodell mit unterhäufigem Anteil an Helium ($Y < 0.019$) und schwerer Elemente ($Z < 0.004$), mit entsprechend geringem Neutrinofluß ($< 2.3 \text{ SNU}$) entsprachen (Claverie et al. 1979, Isaak 1980).

Wie Hill und Mitarbeiter (1978) bereits bemerkten, müssen diese Modellrechnungen jedoch im Wesentlichen die detaillierte Struktur der Atmosphäre berücksichtigen, da die beobachteten Variablen (Intensität, Geschwindigkeit) zunächst die physikalischen Bedingungen direkt in der Photosphäre beschreiben. Dies wurde dann getan (Christensen-Dalsgaard und Gough 1980) und man fand, daß die zuerst berichtete Diskrepanz über signifikante Abweichungen vom Standardsonnenmodell nicht mehr gerechtfertigt ist.

6.3.1. Frequenzen

In Abb. 6-3 sind die im Bereich zwischen 2.5 mHz und 4 mHz publizierten Frequenzen $\nu(n,l)$ verschiedener Modelle und Autoren durch ein gemeinsames Symbol (x) dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Frequenzen in Ordinate-Richtung (vgl. 6.2.1.) auseinandergezogen, so daß jede Zeile in Abb. 6-3 einem Modell entspricht. Die Frequenzen mit gleichem Wert (n,l) wurden durch Geradenstücke miteinander verbunden, der Index ist jeweils am oberen

Ende angeschrieben. Die Modelle sind von unten nach oben in Abb. 6-3:

- I) Shibahashi et al. (1981)
- II) Shibahashi et al. (1983) Modell 1
- III) Shibahashi et al. (1983) Modell 2
- IV) Ulrich und Rhodes (1983)
- V) Scuflaire et al. (1981) Modell 1
- VI) Scuflaire et al. (1981) Modell 5

Die Rechnungen, auf die im Detail nicht näher eingegangen werden soll, gehen beispielsweise aus von einem hydrostatischen Gleichgewichtsmodell der Sonne, wobei zunächst ein Stern mit $M = M_{\odot}$ sich von der Nullalterhauptreihe zum gegenwärtigen Alter der Sonne ($4.9 \cdot 10^9$ a) fortentwickelt. Justierung des Anfangsgehaltes an Wasserstoff und des Mischungswegparameters ℓ/H (ℓ = Mischungsweglänge, H = Druckskalenhöhe) in der Konvektionszone bestimmen das Modell so, daß die beobachteten Werte für Leuchtkraft und Radius reproduziert werden. Annahmen über Wirkungsquerschnitte thermonuklearer Reaktionen und die T - τ Relation in der Atmosphäre werden zusätzlich nötig (Shibahashi et al. 1981).

Ein Modell der inneren Sonne wird dann an ein Modell des äußeren Bereiches, beide mit hinreichend vielen, radial verteilten Stützpunkten numerisch angepaßt. Die Berechnungen der Eigenfrequenzen geschieht durch numerische Lösung der Gleichungen, die die linearen, adiabatischen, radialen und nichtradialen Oszillationen (s. 6.1.) beschreiben.

Ein Vergleich mit allen Beobachtungen in Abb. 6-3 zeigt, daß generell die beobachteten Frequenzen sowie ihr äquidistanter Abstand von den Modellen reproduziert werden.

Deutliche Unterschiede zwischen allen Modellen und Beobachtungen sind jedoch erkennbar, zum Beispiel bei 3.1 mHz. Teilweise nehmen die theoretischen Frequenzen systematisch niedrigere Werte als die gemessenen Frequenzen an.

Einzelne Modelle resultieren aus Änderungen verschiedener Parameter gegenüber früheren Berechnungen. So wurde in Mo-

dell II gegenüber Modell I neben veränderten Opazitätskoeffizienten, die Zustandsgleichung des Gases durch einen elektrostatischen Korrekturterm ergänzt. Das Verhältnis zwischen diesem zusätzlichen Druckterm p_{es} und dem Gesamtdruck $p_{tot} = p_{gas} - p_{es}$ ist im äußeren Bereich räumlich, d.h. von der Temperatur abhängig, und beträgt in der Konvektionszone im Bereich maximaler H- und He-Ionisation etwa 6%.

Diese Korrektur verschiebt manche Frequenzen signifikant zu höheren Werten ($2.55 \text{ mHz} \leq \nu \leq 2.80 \text{ mHz}$), andere jedoch nicht ($3.5 \text{ mHz} \leq \nu \leq 3.9 \text{ mHz}$) (vergleiche mit Abb. 6-3).

Im Modell III wurde der Z-Gehalt (0.018) gegenüber Modell II (0.02) erniedrigt. Modell VI unterscheidet sich im Wesentlichen von Modell V durch die Erhöhung des Mischungswegparameters ℓ/H von 1.85 auf 5. Dies beeinflusst, wie deutlich zu sehen ist (Abb. 6-3), die Lage der Frequenzwerte in Abhängigkeit vom l -Wert. Ein Beispiel hierzu ist $(n, l) = (22, 3)$ und $(n, l) = (23, 1)$.

Trotz dieser Unterschiede bezüglich mancher der vielen benutzten Parameter der verschiedenen Modelle, und ihre Auswirkung auf die Eigenfrequenzen, läßt sich insgesamt dennoch der Schluß ziehen, daß generell die beobachteten Frequenzen aus Geschwindigkeits- und den vorliegenden Intensitätsmessungen mit den Eigenfrequenzen eines im hydrostatischen Gleichgewichts befindlichen Standardsonnenmodells recht gut übereinstimmen. Insbesondere sind Modelle mit einem unterhäufigen Anteil an Helium und schwereren Elementen und niedrigem Neutrinofluß inkompatibel mit den Messungen.

Der prägnanteste Unterschied gegenüber dem üblichen Standardsonnenmodell (vgl. z.B. Durrant 1981, Allen 1973) ist übereinstimmend bei allen Modellen in der Dicke der Wasserstoffkonvektionszone zu sehen. Diese nimmt, modellabhängig, Werte zwischen $1.8 \cdot 10^5 \text{ km}$ und $2.4 \cdot 10^5 \text{ km}$ an, während das Standardmodell 10^5 km bis $1.5 \cdot 10^5 \text{ km}$ liefert. Dieses Modellergebnis ist eine Folge der Eigenschaft, daß die Rechnungen simultan die beobachteten Moden mit $l < 5$ und die an der Oberfläche konzentrierten Moden mit $l > 200$ bestimmen. Letztere können aber nur mit einer dicken Konvektionszone in Überein-

stimmung gebracht werden (d.h. $\ell/H > 1$). Sie erstreckt sich bis in eine Tiefe $t \approx 0.3R_{\odot} = 2.1 \cdot 10^5$ km (Berthomieu et al. 1980).

Ein Fortschritt wäre daher durch die Beobachtung von Moden mit $l = 5$ bis $l = 40 - 50$ gegeben, um somit die Sonne schichtweise von innen nach außen abzutasten (s.6.1.2.). Das ist bisher noch nicht geschehen.

Ulrich und Rhodes (1983, Modell VI) vergleichen ihre Modellrechnungen mit den bis dahin vorliegenden Ergebnissen und finden, daß zwar das Standardsonnenmodell im Prinzip mit den Messungen verträglich ist, daß jedoch die Diskrepanz zwischen Beobachtung und Theorie signifikant zu groß ist. Eine Reihe von Nichtstandardsonnenmodellen (extrem geringer und extrem hoher Z-Gehalt im Kerngebiet, starkes Magnetfeld) zeigt, daß die Übereinstimmung nicht besser wird, da sich einmal die Frequenzwerte $\nu(n,l)$ in die falsche Richtung verschieben, andererseits zwar der Neutrinofluß nur noch 3.5 SNU beträgt, gleichzeitig jedoch der diskrete Abstand zwischen den Maxima $\nu_0 = (2 \int_0^{R_0} \{dr/v_s\})^{-1}$ (vgl. 6.1.2. als empfindliches Maß für die Dicke der Wasserstoffkonvektionszone (Scuflaire et al. 1981) zu große und nicht beobachtete Werte annimmt. Ein Nichtstandardmodell mit einem starken Magnetfeld im Innern liefert nach Angaben der Autoren die besten Übereinstimmungen mit den Messungen, würde jedoch eine Feldstärke von 10^5 Gauß über der Photosphäre ergeben, was nicht beobachtet wird.

6.3.2. Amplituden und Anregungsmechanismen

Während die geschilderten Modellrechnungen stets Ergebnisse liefern, die es gestatten, theoretische und gemessene Eigenfrequenzen miteinander zu vergleichen, ist eine Aussage über die zu erwartenden Helligkeitsfluktuationen noch mit sehr vielen Unsicherheiten behaftet.

Wesentliche Ursache dafür ist, daß der Bereich der Atmosphäre in der Nähe der Reflexionsschicht als Randbedingung über nicht-adiabatische und NLTE-Annahmen sowie semi-empirische Modelle in die Rechnungen eingeht. Andererseits wird gerade diese, der Messung zugängliche, atmosphärische Struktur durch die Oszillation selbst beeinflusst und durch die Variation von Druck, Dichte, Temperatur und damit zusammenhängenden Größen wie z.B. der Opazitätskoeffizient und daraus resultierenden möglichen Abweichungen in der linearen Theorie signifikant verändert.

Eine weitere große Unsicherheit besteht darin, daß in Amplitudenmodelle Annahmen über den Anregungsmechanismus eingehen. Diese sind äußerst unsicher und führen, z.B. bezüglich der Stabilität von Oszillationen, zu widersprüchlichen Ergebnissen. Zusätzlich zu den zahlreichen Annahmen werden die Ergebnisse nicht beobachtungsunabhängig, da gemessene Geschwindigkeitsfluktuationen zur Skalierung von Modellparametern führen. Eine ausführliche Berechnung dieser Modelle und ihre Diskussion findet sich bei Ando und Osaki (1975), (1977), Hill (1978), Hill et al. (1978), Gough (1980), Christensen-Dalsgaard und Frandsen (1983a,b).

Schlußfolgernd läßt sich feststellen, daß die momentanen Schwierigkeiten und Diskrepanzen in den Modellrechnungen bezüglich ihrer Genauigkeit nur eine größenordnungsmäßige Abschätzung der erwarteten Intensitätsfluktuationen (s.l.) zulassen können.

Während die modale Struktur und die beobachteten Frequenzen akustischer Moden in der Theorie recht gut verstanden sind, sind neben den Überlegungen über die Größe der zu erwartenden Amplituden vor allem die genauen Anregungsmechanismen, Dämpfungsmechanismen und Lebensdauern noch sehr unbekannt. Grundsätzlich scheint die Wasserstoffkonvektionszone eine entscheidende Rolle zu spielen. In der Literatur werden zwei verschiedene Mechanismen für die Anregung für Schallwellen diskutiert (Ando und Osaki (1975, 1977), Goldreich und Kee-

ley (1977), Gough (1980), Berthomieu et al. (1980), Leibacher und Stein (1981), Stein und Leibacher (1981)) :

Der eine Mechanismus beruht auf thermischer Instabilität im oberen Bereich der Konvektionszone. Die Oszillationen können hier spontan aus einer zunächst kleinen Störung in ihrer Amplitude anwachsen. Diese positive Rückkopplung zwischen Druckanstieg und Energiezufuhr läßt sich über den sogenannten κ - Mechanismus erklären. Der κ - Mechanismus ist eine Modellvorstellung, welche ursprünglich bei pulsierenden Sternen vom Typ δ Cep und RR Lyr angewendet wurde, und beschreibt die Wechselwirkung zwischen der Kontraktions-, Expansionsphase, den damit verknüpften Druck- und Temperaturvariationen und dem mittleren Absorptionskoeffizienten $\kappa = f(\rho, T)$. In den äußeren Bereichen nimmt κ mit ρ und T zu, in der Kompressionsphase wird also zusätzlich Energie absorbiert, die zu einem größeren Druck- und Temperaturanstieg und damit zu einer Expansion unter Überdruck führt. In der Expansionsphase nehmen Druck, Dichte und damit κ wieder ab, so daß wegen der abnehmenden Absorption eine Abkühlung eintritt, was zu einer neuen Kontraktion führt. Die Deutung der Beobachtungsergebnisse mit diesem Ventilmechanismus wirft dann allerdings die Frage auf, warum nur sehr kleine Amplitudenwerte der Intensität und Geschwindigkeit beobachtet werden, sodaß die Frage nach dem Dämpfungsmechanismus offen bleibt (Gough 1980).

Der zweite Mechanismus fußt auf stochastisch angeregten Schwingungen durch turbulente Konvektion im oberen Bereich der Konvektionszone, wobei ein ständiger nichtlinearer Energieaustausch zwischen den turbulenten konvektiven Elementen und der Schallwelle stattfindet und letztere durch turbulente Viskosität thermisch stabil bleibt (Goldreich und Keeley 1977, Berthomieu et al. 1980). Hier liegt das Problem jedoch in dem sehr ungenau bekannten Geschwindigkeitsspektrum der Turbulenz in der Konvektionszone (Stein und Leibacher 1981). Hinzu kommt, daß die erwarteten Geschwindigkeitsamplituden um mehr als eine Größenordnung unter den

gemessenen Werten sowohl im Periodenbereich um 5 Minuten wie auch bei längeren Perioden liegen (Goldreich und Keeley, 1977).

Trotz dieser Diskrepanzen scheint jedoch der zweite Mechanismus geeignet zu sein, einige beobachtete Eigenschaften der 5 Minuten-Oszillationen zu erklären. Christensen-Dalsgaard und Gough (1982) erwarten, daß alle Moden der 5 Minuten-Oszillationen mit niedrigem l -Wert ($l < 10$) im Wesentlichen zu der gleichen photosphärischen Amplitude, unabhängig von l , bei $\nu \approx 3$ mHz angeregt werden. Diese Erwartung stützt sich auf Modellrechnungen mit der Annahme der stochastischen Anregung durch turbulente Konvektion, wobei eine Gleichverteilung zwischen der Energie einer Mode und der kinetischen Energie der umgebenden, turbulenten, konvektiven Elemente stattfindet. Da die charakteristische Wellenlänge der 5 Minuten-Moden mit niedrigem l -Wert wesentlich größer ist als die charakteristische Länge der konvektiven Zellen, ist die resonante Kopplung bei einer festen Frequenz nur schwach von dem l -Wert abhängig. Die Abschätzung der Energie einer Mode zeigt (Christensen - Dalsgaard und Gough 1982), daß diese bei $l < 10$ nur von der Frequenz abhängt, so daß in einem engen Frequenzband (≈ 1 mHz) um $\nu \approx 3.5$ mHz alle Amplituden den gleichen Wert aufweisen, was sich in den beobachteten Leistungsspektren zu manifestieren scheint.

7. Literatur

- Allen, C.W.: 1973, "Astrophysical Quantities", 3.Aufl.,
Athlone Press, London
- Ando, H., Osaki, Y.: 1975, Publ.Astr.Soc.Japan 27, 581
- Ando, H., Osaki, Y.: 1977, Publ.Astr.Soc.Japan 29, 221
- Bahcall, J.N.: 1981, in "Variations of the Solar Constant",
S.Sofia (Hrsg.), p.81, NASA CP-2191, Washington
- Beckers, J.M., Ayres, T.R.: 1977, Astrophys.J. 217, L69
- Beer, T.: 1974, "Atmospheric Waves", A.Hilger, London
- Belvedere, G., Gough, D.O., Paternò, L.: 1983, Sol.Phys.
82, 343
- Bendat, J.S., Piersol, A.G.: 1971, "Random Data: Analysis
and Measurement Procedures", J.Wiley, New York
- Bergmann, L., Schäfer, C.: 1969, "Lehrbuch der Experimental-
physik", Band I, 8.Aufl., de Gruyter, Berlin
- Berthomieu, G., Cooper, A.J., Gough, D.O., Osaki, Y.,
Provost, J., Rocca, A.: 1980, in "Nonradial and Non-
linear Stellar Pulsation", H.A. Hill und W.A. Dziem-
bowski (Hrsg.), p.307, Springer, Berlin
- Bevington, Ph.R.: 1969, "Data Reduction and Error Analysis",
Mc Graw Hill, New York
- Blackman, R.B., Tukey, J.W.: 1959, "The Measurement of
Power Spectra", Dover, New York
- Bloomfield, P.: 1976, "Fourier Analysis of Time Series: An
Introduction", J.Wiley, New York
- Born, M., Wolf, E.: 1965, "Principles of Optics", Pergamon,
London
- Bos, R.J., Hill, H.A.: 1983, Sol.Phys. 82, 89
- Bracewell, R.: 1965, "The Fourier Transform and its Appli-
cation", Mc Graw Hill, New York
- Brault, J.W., White, O.R.: 1971, Astron.Astrophys. 13, 169
- Brookes, J.R., Isaak, G.R., v.d.Raay, H.B.: 1976, Nature
259, 92
- Brookes, J.R., Isaak, G.R., v.d.Raay, H.B.: 1978, Mon.Not.
R.Astron.Soc. 185, 19

- Brown, T.M., Stebbins, R.T., Hill, H.A.: 1978, *Astrophys.J.* 223, 324
- Christensen-Dalsgaard, J., Dilke, F.W.W., Gough, D.O.: 1974, *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 169, 429
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D.O.: 1976, *Nature* 259, 89
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D.O., Morgan, J.G.: 1979, *Astron.Astrophys.* 73, 121
- Christensen-Dalsgaard, J., Dziembowski, W., Gough, D.O.: 1980, in "Nonradial and Nonlinear Stellar Pulsation", H.A. Hill und W. Dziembowski (Hrsg.), p.313, Springer, Berlin
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D.O.: 1980, *Nature* 288, 544
- Christensen-Dalsgaard, J.: 1982, *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 189, 735
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D.O.: 1982, *Mon.Not.R. Astron.Soc.* 198, 141
- Christensen-Dalsgaard, J., Frandsen, S.: 1983a, *Sol.Phys.* 82, 469
- Christensen-Dalsgaard, J., Frandsen, S.: 1983b, *Sol.Phys.* 82, 165
- Claverie, A., Isaak, G.R., McLeod, C.P., v.d.Raay, H.B., Roca Cortes, T.: 1979, *Nature* 282, 591
- Claverie, A., Isaak, G.R., McLeod, C.P., v.d.Raay, H.B., Roca Cortes, T.: 1980, *Astron.Astrophys.* 91, L9
- Claverie, A., Isaak, G.R., McLeod, C.P., v.d.Raay, H.B., Roca Cortes, T.: 1981a, *Sol.Phys.* 74, 51
- Claverie, A., Isaak, G.R., McLeod, C.P., v.d.Raay, H.B., Roca Cortes, T.: 1981b, *Nature* 293, 443
- Claverie, A., Isaak, G.R., McLeod, C.P.: 1981c, *Sol.Phys.* 74, 73
- Claverie, A., Isaak, G.R., McLeod, C.P., v.d.Raay, H.B., Pallé, P.L., Roca Cortes, T.: 1982, *Nature* 299, 704
- Cooley, J.W., Tukey, J.W.: 1965, *Math.Comput.* 19, 297
- Cox, J.P.: 1967, in "Aerodynamic Phenomena in Stellar Atmospheres", IAU-Symposium Nr. 28, R.N.Thomas (Hrsg.), p.3, Academic, London
- Cox, J.P.: 1976, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* 14, 247

- Cox, J.P.: 1980, "Theory of Stellar Pulsation", Princeton Univ.Press, Princeton
- Davis, R.: 1978, in "Proceedings of the Brookhaven Conference on the Status and Future of Solar Research", p.1, BNL 50879, Washington
- Davis, R.J., Evans, J.C.: 1978, in "The New Solar Physics", J.A. Eddy (Hrsg.), p.35, AAA Sel.Symp.Ser. 17, Westview, Boulder
- Deeming, T.J.: 1975, Astrophys.Space Sci. 36, 137
- Deubner, F.-L.: 1975, Astron.Astrophys. 44, 371
- Deubner, F.-L., Ulrich, R.K., Rhodes, E.J.: 1978, Astron. Astrophys. 72, 177
- Deubner, F.-L.: 1981, Nature 290, 682
- Deubner, F.-L., Isserstedt, J.: 1983, Astron.Astrophys. 126, 216
- Dicke, R.H., Goldenberg, H.M.: 1974, Astrophys.J.Suppl. 27, 131
- Dicke, R.H.: 1976, Sol.Phys. 47, 475
- DISCO: 1982, "Result of the Phase A Study", European Space Agency, SCI (82) 3, Paris
- Dittmer, Ph.H.: 1978, Astrophys.J. 224, 265
- Durrant, C.J.: 1981, in "Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen in Naturwissenschaften und Technik", K.-H. Hellwege (Hrsg.), Grp.6, Band 2a, p.82
- Durrant, C.J., Schröter, E.H.: 1983, Nature 301, 589
- Edmunds, M.G., Gough, D.O.: 1983, Nature 302, 810
- EMI: 1970, "Photomultiplier Tubes", EMI Electronic Ltd., Hayes
- Fossat, E., Harvey, J., Hausman, M., Slaughter, C.: 1977, Astron.Astrophys. 59, 279
- Fossat, E.: 1981, in "Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems", R.M. Bonnet und A.K. Dupree (Hrsg.), p.75, Reidel, Dordrecht
- Fossat, E., Grec, G., Harvey, J.W.: 1981, Astron.Astrophys. 94, 95
- Fröhlich, C.: 1982, persönliche Mitteilung
- Gabriel, M., Scuflaire, R., Noels, A.: 1982, Astron. Astrophys. 110, 50

- Goldreich, P., Keeley, D.A.: 1977, *Astrophys.J.* 212, 243
- Gossard, E.E.: 1960, *J.Geophys.Res.* 65, 3339
- Gossard, E.E., Hooke, W.H.: 1975, "Waves in the Atmosphere", Elsevier, Amsterdam
- Gough, D.O.: 1980, in "Nonradial and Nonlinear Stellar Pulsation", H.A. Hill und W. Dziembowski (Hrsg.), p.273, Springer, Berlin
- Gough, D.O.: 1982a, *Nature* 298, 334
- Gough, D.O.: 1982b, *Nature* 298, 350
- Grec, G., Fossat, E.: 1977, *Astron.Astrophys.* 55, 411
- Grec, G., Fossat, E.: 1979, *Astron.Astrophys.* 77, 351
- Grec, G., Fossat, E., Pomerantz, M.: 1980, *Nature* 288, 541
- Grec, G., Fossat, E., Pomerantz, M.: 1983, *Sol.Phys.* 82, 55
- Griffin, R.F.: 1982, *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 200, 1161
- Groth, E.J.: 1975, *Astrophys.J.Suppl.* 29, 285
- Hardie, R.H.: 1962, in "Stars and Stellar Systems", W.A. Hiltner (Hrsg.), Vol. II, p.178, Univ. Chicago Press, Chicago
- Hayes, D.S., Latham, D.W.: 1975, *Astrophys.J.*, 197, 593
- Hill, H.A.: 1978, in "The New Solar Physics", J.A. Eddy (Hrsg.), p.135, *AAA Sel.Symp.Ser.* 17, Westview, Boulder
- Hill, H.A., Rosenwald, R.D., Caudell, T.P.: 1978, *Astrophys.J.* 225, 304
- Hill, H.A., Caudell, T.P.: 1979, *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 186, 327
- Holweger, H., Testerman, L.: 1975, *Sol.Phys.* 43, 271
- Isaak, G.R.: 1980, *Nature* 283, 644
- Isaak, G.R.: 1982, *Nature* 296, 130
- Kaiser, D.: 1983, persönliche Mitteilung
- Keeley, D.: 1980, in "Nonradial and Nonlinear Stellar Pulsation", H.A. Hill und W. Dziembowski (Hrsg.), p.245, Springer, Berlin
- Kotov, V.A., Severny, A.B., Tsap, T.T.: 1978, *Mon.Not.R.Astron.Soc.* 183, 61
- Kotov, V.A., Koutchmy, S., Koutchmy, O.: 1983, *Sol.Phys.* 82, 21

- Lang, K.R.: 1974, "Astrophysical Formulae", Springer, Berlin
- Ledoux, P.: 1951, *Astrophys.J.* 114, 373
- Ledoux, P., Walraven, Th.: 1958, in "Handbuch der Physik",
S. Flügge (Hrsg.), Band 51, p.353, Springer, Berlin
- Leibacher, J.W., Stein, R.F.: 1981, in "The Sun as a Star",
S. Jordan (Hrsg.), p.263, NASA SP-450, Washington
- Leighton, R.B.: 1961, in "Aerodynamic Phenomena in Stellar
Atmospheres", IAU-Symposium, Nr.12, R.N. Thomas (Hrsg.),
p.321, Zanichelli, Bologna
- Livingston, W., Milkey, R., Slaughter, C.: 1977, *Astrophys.J.*
211, 281
- Loumos, G.L., Deeming, T.J.: 1978, *Astrophys Space Sci.*
56, 285
- Möller, F.: 1957, in "Handbuch der Physik", S. Flügge (Hrsg.),
Band 48, p.155, Springer, Berlin
- Möller, F.: 1973, "Physik der Atmosphäre", Bibliographisches
Institut, Mannheim
- Musman, S., Nye, A.H.: 1977, *Astrophys.J.* 212, L95
- Noyes, R.W., Leighton, R.B.: 1963, *Astrophys.J.* 138, 631
- Noyes, R.W.: 1967, in "Aerodynamic Phenomena in Stellar
Atmospheres", IAU-Symposium Nr.28, R.N. Thomas (Hrsg.),
p.293, Academic, London
- Nyborg-Andersen, B., Maltby, P.: 1983, *Nature* 302, 808
- Petzold, H.-K., Regener, E.: 1957, in "Handbuch der Physik",
S. Flügge (Hrsg.), Band 48, p.370, Springer, Berlin
- Richner, H.: 1977, *Arch.Met.Geogr.Bioklima, Serie A* 26, 309
- Roxburgh, I.W.: 1981, *Irish Astron.J.* 15, 106
- Roxburgh, I.W.: 1981b, in "Solar Phenomena in Stars and
Stellar Systems", R.M. Bonnet und A.K. Dupree (Hrsg.),
p.399, Reidel, Dordrecht
- Scherrer, Ph.H., Wilcox, J.M.: 1983, *Sol.Phys.* 82, 37
- Scherrer, Ph.H., Wilcox, J.M., Christensen-Dalsgaard, J.,
Gough, D.O.: 1983, *Sol.Phys.* 82, 75
- Schlosser, W., Isserstedt, J.: 1975, *Astron.Astrophys.* 41, 9
- Schlosser, W.: 1983, persönliche Mitteilung
- Schmidt-Kaler, Th.: 1982, persönliche Mitteilung
- Schreiber, D.: 1983, persönliche Mitteilung
- Scuflaire, R., Gabriel, M., Noels, A.: 1981, *Astron.Astrophys.*
99, 39

- Scuflaire, R., Gabriel, M., Noels, A.: 1982, Astron.Astro-phys. 113, 219
- Seidensticker, K.: 1979, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum
- Severny, A.B., Kotov, V.A., Tsap, T.T.: 1976, Nature 259, 87
- Severny, A.B., Kotov, V.A., Tsap, T.T.: 1979, Soviet Astron., 23, 641
- Shibahashi, H., Osaki, Y.: 1981, Publ.Astron.Soc.Japan 33, 713
- Shibahashi, H., Noels, A., Gabriel, M.: 1983, Astron.Astro-phys. 123, 283
- Siedentopf, H., Scheffler, H.: 1965, in "Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen in Naturwissenschaften und Technik", K.-H. Hellwege (Hrsg.), Band I, p.48, Springer, Berlin
- Stein, R.F., Leibacher, J.W.: 1981, in "The Sun as a Star", S.Jordan (Hrsg.), p.289, NASA SP-450, Washington
- Stein, R.F.: 1982, Astron.Astrophys. 105, 417
- Stilke, G.: 1967, Z.f.Geophys. 33, 147
- Tassoul, M.: 1980, Astrophys.J.Suppl. 43, 469
- Traub, W.A., Mariska, J.T., Carleton, N.P.: 1978, Astrophys.J. 223, 583
- Tüg, H.: 1977, ESO Messenger 11, 7
- Tüg, H.: 1978, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum
- Tüg, H.: 1982, Astron.Astrophys. 105, 395
- Tüg, H., Schmidt-Kaler, Th.: 1982, Astron.Astrophys. 105, 400
- Ulrich, R.K.: 1970, Astrophys.J. 162, 993
- Ulrich, R.K., Rhodes, E.J.: 1983, Astrophys.J. 265, 551
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Shibahashi, H.: 1979, "Non-radial Oscillations of Stars", Univ.Tokio Press, Tokio
- Unsöld, A.: 1968, "Physik der Sternatmosphären", 2.Aufl., Springer, Berlin
- Weiss, W.W., Schneider, H.: 1983, ESO Messenger 33, 7
- Woodard, M., Hudson, H.: 1983, Sol.Phys. 82, 67
- Young, A.T.: 1974, in "Methods in Experimental Physics", N.N. Carleton (Hrsg.), Academic, New York

Danksagung

Herrn Prof.Dr.Th.Schmidt-Kaler danke ich für die Überlassung des Themas. Wertvolle Hinweise und ausführliche Diskussionen haben den Fortgang dieser Arbeit sehr gefördert.

Herrn Dr.H.Tüg sei für zahlreiche Hinweise in der Handhabung des Beugungsteleokops gedankt.

Herrn Prof.Dr.L.Woltjer, Generaldirektor der E.S.O., möchte ich für die sehr großzügige und sehr kurzfristige Bereitstellung von Beobachtungszeiten am GPO in La Silla danken.

Herr Borchardt und Herr Dipl.-Phys Zühlke vom Instrumentenamt des Deutschen Wetterdienstes in Hamburg stellten freundlicherweise einen Mikrobarographen leihweise zur Verfügung.

Herrn Brauer danke ich für die sorgfältige Anfertigung vieler Zeichnungen und Herrn Hünecke für die Ausführung photographischer Arbeiten.

Allen Mitarbeitern des Astronomischen Instituts sei für ihre wertvolle Anregung durch Diskussion und für die Unterstützung in technischen Problemen gedankt.

Weiterhin danke ich der Europäischen Südsternwarte (E.S.O.) für die Finanzierung beider Beobachtungsaufenthalte sowie den technischen Mitarbeitern in La Silla für ihre Unterstützung.

Lebenslauf

11. Juli 1953	Geburt in Berlin als zweiter Sohn der Eheleute Dipl.-Ing. Heinrich Winkler und Brigitte Winkler, geb. Strutz
April 1960 bis April 1964	Besuch der Volksschule in Essen-Rellinghausen
April 1964 bis Mai 1972	Besuch des Neusprachlichen und Musischen Gymnasiums in Essen - Werden
16. Mai 1972	Erlangung der Allgemeinen Hochschulreife
5. Juni 1972 bis 31. August 1973	Ableistung des Grundwehrdienstes
24. September 1973	Immatrikulation an der Ruhr - Universität Bochum, Abteilung für Physik und Astronomie
26. September 1975	Prüfungen zum Vordiplom in Physik
Januar 1980	Fertigstellung der Diplomarbeit im Astronomischen Institut der Ruhr - Universität. Thema: "Eine Flächenphotometrie der nördlichen Milchstrasse im ultravioletten Spektralbereich"
27. Mai 1980	Prüfungen zum Hauptdiplom in Physik
Juni 1980 bis Juli 1981	Mitarbeit an mehreren wissenschaftlichen Projekten im Astronomischen Institut
August 1981	Beginn der Dissertation im Astronomischen Institut. Thema: "Messung und Analyse kurzfristiger Intensitätsvariationen der Sonne".
1981, 1982, 1983	Forschungsaufenthalte in La Silla/Chile (E.S.O., 2x) und in Villafranca/Spanien (ESA).
Dezember 1983	Fertigstellung der Dissertation.

Bochum, 6. 12. 1983

